

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

На правах рукописи



Черданцев Андрей Викторович

**ВОЛНОВАЯ СТРУКТУРА ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ
И ПРОЦЕССЫ ОБМЕНА ДИСПЕРСНОЙ ФАЗОЙ
В ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВОМ ГАЗОЖИДКОСТНОМ ТЕЧЕНИИ**

01.02.05 - Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Новосибирск - 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
Глава 1. Современное состояние исследований дисперсно-кольцевого течения и смежных задач.	21
1.1. Общие сведения.	21
1.2. Волновая структура пленки жидкости в дисперсно-кольцевом течении.	33
1.3. Процессы обмена дисперсной фазой	60
1.4. Моделирование дисперсно-кольцевого течения.	73
1.5. Выводы по обзору литературы. Постановка задач.	87
Глава 2. Экспериментальные установки и методы измерений.	90
2.1. Описание экспериментальных установок и режимных параметров.	90
2.2. Измерение локальной толщины пленки жидкости методом лазерно-индуцированной флюоресценции.	99
2.3. Погрешности ЛИФ-метода. Оптические искажения при ЛИФ-измерениях.	115
2.4. Совместные измерения при помощи ЛИФ- и ПЛИФ-методов	132
2.5. Выводы по главе 2.	165
3. Волновая структура пленки жидкости в режимах без уноса жидкости в дисперсную фазу.	168
3.1. Двухволновая структура пленки жидкости.	168
3.2. Измерение параметров первичных и вторичных волн.	177
3.3. Подобие спектральной структуры пленки жидкости.	188
3.4. Моделирование вторичной неустойчивости тонких обдуваемых газом пленок жидкости	200
Выводы по главе 3.	210
Глава 4. Волновая структура пленки жидкости в режимах с уносом жидкости в дисперсную фазу.	211
4.1. Изменение волновой структуры при переходе к режимам с уносом.	211
4.2. Связь процессов генерации волн ряби и поля скорости в волне возмущения	215
4.3. Определение волн возмущения и механизм формирования волн возмущения	222
4.4. Количественный анализ пространственно-временной эволюции волн возмущения и волн быстрой и медленной ряби	238
4.5. Влияние ориентации потока на свойства волн возмущения	261
4.6. Течение в горизонтальном прямоугольном канале.	271

4.7. Выводы по главе 4.	282
Глава 5. Процессы обмена дисперсной фазой.	285
5.1. Срыв капель с поверхности пленки.	285
5.1.1. Исследование свойств капель сразу после отрыва в рамках двумерного ЛИФ-подхода.	285
5.1.2. Визуализация срыва капель в трехмерной постановке.	299
5.1.3. Визуализация срыва капель в стереоскопической постановке.	305
5.1.4. Анализ физических моделей срыва капель	310
5.2. Исследование ударов капель по поверхности жидкости.	314
5.2.1. Нормальный удар капли по спокойной поверхности жидкости	314
5.2.2. Исследование ударов капель в дисперсно-кольцевом течении в рамках двумерного подхода.	324
5.2.3. Исследование ударов капель в дисперсно-кольцевом течении в трехмерной постановке	330
5.2.4. Исследование ударов капель в стереоскопической постановке.	357
5.3. Исследование пузырьков газа, захваченных пленкой жидкости.	361
5.3.1. Применение метода ЛИФ к исследованию пузырьков газа.	361
5.3.2. Эволюция пузырьков: захват и уничтожение	364
5.3.3. Концентрация пузырьков и распределение по размерам.	376
5.3.4. Скорости пузырьков и профиль скорости в жидкости.	385
5.4. Выводы по главе 5.	393
Основные результаты и выводы работы	396
Публикации по теме диссертации	397
Список литературы	400

Введение

Актуальность проблемы. Дисперсно-кольцевой режим газожидкостного течения в каналах характеризуется наличием тонкой пленки жидкости на стенках канала, высокоскоростного потока газа в ядре канала и дисперсной фазы в виде капель жидкости, уносимых с поверхности пленки в ядро газового потока, а также пузырьков газа, захваченных пленкой жидкости. Поверхность пленки жидкости покрыта сложной системой волн, включающей крупномасштабные волны возмущения и мелкие волны ряби. Такой режим реализуется при течении газожидкостной смеси с высоким содержанием газовой фазы в каналах различной формы и размеров, при различных ориентациях потока. Течение характеризуется большой площадью межфазной поверхности (возмущенная поверхность жидкой пленки, поверхность капель в ядре газового потока и поверхность пузырьков газа), высокой интенсивностью перемешивания (турбулентное течение в газовой фазе и в крупных волнах, процессы отрыва/осаждения капель), высокими коэффициентами теплоотдачи и сравнительно малыми затратами на прокачку жидкости через установку. По этим причинам дисперсно-кольцевой режим часто используется в аппаратах теплообмена (системы охлаждения, в т.ч. компактные теплообменники, химическая промышленность). Формирование жидкой пленки может происходить как при подаче жидкости непосредственно на стенки канала, так и за счет осаждения капель из ядра газокapельного потока, за счет конденсации пара или за счет испарения и выкипания жидкости в нагреваемом канале. В результате такой режим может реализоваться в системах добычи и транспортировки нефти и газа, в штатном и аварийном режимах течения теплоносителя в ядерных реакторах на кипящей воде и водо-водяных реакторах, в тепловых трактах солнечных коллекторов с прямой генерацией пара и т.д. Утоньшение пленки жидкости вследствие уноса капель в ядро газового потока, усиленное возмущениями, вызванными ударами капель и захватом пузырьков газа, может привести к формированию сухих пятен на стенках канала и последующему перегреву и разрушению стенок промышленного аппарата.

Ввиду высокой сложности течения, обусловленной многообразием и многомасштабностью физических явлений, имеющих место в дисперсно-кольцевом течении, модели, предсказывающие поведение интегральных характеристик такого течения, представлены, главным образом, эмпирическими корреляциями. Как правило, такие модели работают лишь в той области условий, в которой были получены, а попытки их обобщения на более широкие диапазоны параметров дают значительное расхождение между предсказанными и измеренными значениями. Физически обоснованные модели волнового течения пленок жидкости, как правило, работают лишь для случаев малых чисел Рейнольдса жидкости и скоростей потока

газа, и их результаты не могут быть экстраполированы на условия, характерные для дисперсно-кольцевого течения.

Развитие теоретических и численных моделей может быть проведено при помощи упрощающих базовых предположений, выработанных на основе детальной экспериментальной информации о разнообразных гидродинамических процессах, реализующихся в таком течении. Список таких процессов включает в себя: формирование, развитие и взаимодействие волн различных типов в режимах с уносом жидкости в дисперсную фазу и без уноса жидкости; срыв капель с поверхности пленки; удары капель, осаждающихся из ядра газового потока на поверхность пленки; захват пузырьков газа пленкой жидкости. Сложность и многомасштабность течения предъявляют высокие требования к методам измерений локальной толщины пленки жидкости и параметров дисперсной фазы. Помимо отсутствия искажений и высоких требований к временному и пространственному разрешению методики, необходима возможность проведения полевых измерений пленки жидкости и совместимость данной методики с методикой исследования дисперсной фазы, поскольку различные волновые процессы и процессы обмена дисперсной фазой находятся в тесной взаимосвязи.

Целью работы является выявление и прямое экспериментальное изучение волновых процессов и процессов обмена дисперсной фазой, определяющих гидродинамику дисперсно-кольцевого режима течения и оказывающих влияние на его интегральные характеристики. Полученные результаты должны послужить материалом для валидации и модификации существующих теоретических и численных моделей, для создания новых моделей, а также для анализа существующих корреляционных зависимостей. Для этого должны быть решены следующие **задачи**:

1. Выбор, развитие и адаптация методик, позволяющих проводить полевые измерения локальной толщины пленки жидкости одновременно с измерением параметров дисперсной фазы с достаточным разрешением и без существенных искажений.
2. Исследование волновой структуры в режимах с числами Рейнольдса жидкости ниже критического (т.е., в отсутствие уноса жидкости в дисперсную фазу).
3. Исследование структуры волн возмущения, механизма формирования волн возмущения и взаимосвязи между волнами возмущения и волнами ряби, а также трехмерной структуры волн различных типов в режимах с уносом жидкости в дисперсную фазу.
4. Определение механизмов отрыва капель с поверхности пленки и сравнительный анализ гипотез, описывающих механизм отрыва.
5. Исследование сценариев взаимодействия капель, осаждающихся из газового потока, с поверхностью пленки жидкости, роли каждого из сценариев в процессах вторичного брызгоуноса и захвата пузырьков газа.

6. Исследование сценариев захвата пузырьков газа пленкой жидкости, определение влияния сценариев захвата и волновой структуры пленки жидкости на эволюцию и характеристики захваченных пузырьков.

Методы исследования. Для полевых измерений локальной толщины пленки жидкости использовались различные модификации метода лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ-метод). Этот же метод применялся для исследования динамики элементов дисперсной фазы с привязкой к волновой структуре пленки жидкости. Для анализа волновых режимов в опускном потоке и кросс-валидации ЛИФ-метода использовался метод планарной лазерно-индуцированной флюоресценции (ПЛИФ). Для исследования совместной эволюции волн различных типов применялись двумерная и трехмерная модификации ЛИФ-метода. Для прямого измерения волновых характеристик использовались специально разработанные алгоритмы автоматической идентификации пространственно-временных траекторий индивидуальных волн, а также адаптированные методы спектрального, кросскорреляционного и статистического анализа. Для исследования актов уноса / осаждения капель дополнительно применялась стереоскопическая модификация ЛИФ-метода. Для измерения поля скорости в волне возмущения применялся метод PTV с использованием в качестве трассеров твердых флюоресцентных частиц либо захваченных пленкой пузырьков воздуха.

Научная новизна основных положений, результатов и выводов, полученных в диссертации. В данной работе при помощи новых модификаций ЛИФ-метода впервые проведено исследование элементов дисперсной фазы (капель, пузырьков) одновременно с исследованием эволюции волн различных типов на поверхности обдуваемой газом пленки жидкости. Впервые получено экспериментальное подтверждение наличия эффекта зеркала и показано влияние трехмерности волн на результаты измерений толщины пленки ПЛИФ-методом. В режимах течения тонких пленок жидкости, обдуваемых высокоскоростным потоком газа, впервые обнаружена вторичная неустойчивость задних склонов долгоживущих нелинейных волн, в результате которой генерируются короткоживущие вторичные волны меньших масштабов. Показана возможность моделирования вторичной неустойчивости задних склонов первичных волн в рамках простых моделей. Впервые экспериментально показано подавление капиллярного предвестника нелинейных волн при сильном обдуве. В режимах с уносом жидкости в дисперсную фазу впервые обнаружена неустойчивость заднего склона волн возмущения, приводящая к генерации волн быстрой и медленной ряби. Показано, что такая генерация происходит в потоках различной ориентации в каналах различной формы и размеров. Развита метод автоматической идентификации пространственно-временных траекторий волн возмущения на основе преобразования Радона, и измерены характеристики волн быстрой и медленной ряби с привязкой к фазе волны возмущения. Впервые экспериментально показано,

что волны возмущения формируются благодаря слиянию начальных высокочастотных волн вблизи входа в канал, а также выявлены аналогичные явления, связанные с переходом к уносу жидкости и формированием эфемерных волн вдали от входа в канал. Обнаружена зона повышенного трения на стенке под задним склоном волны возмущения, в области генерации волн ряби. Впервые определена связь между механизмами отрыва капель, известными как bag break-up и ligament break-up, и трехмерной структурой волн быстрой ряби на поверхности волн возмущения. Обнаружено, что осаждение капель из газового потока под малыми углами на поверхность пленки жидкости сопровождается интенсивным захватом пузырьков газа пленкой жидкости. Показано, что сценарий захвата не соответствует известным механизмам захвата воздуха при ударе капли. Обнаружено, что широкий спектр размеров захваченных пленкой жидкости пузырьков газа возникает не вследствие дробления крупных пузырей, захватываемых волнами возмущения, а вследствие захвата мелких пузырьков при наклонных ударах капель. Впервые проведено сравнение характеристик захваченных пузырьков газа в волнах возмущения и в остаточном слое жидкости.

Теоретическая и практическая значимость результатов. Результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы для создания новых физически обоснованных моделей течения, а также для тестирования и модификации уже существующих моделей. Такой подход требует последовательного развития моделей, предсказывающих генерацию начальных волн на входном участке, слияние начальных волн с формированием волн возмущения, неустойчивость заднего склона волн возмущения и генерацию волн быстрой и медленной ряби, трехмерную эволюцию системы волн быстрой ряби на поверхности волн возмущения, различные сценарии разрушения волн быстрой ряби газовым потоком, возмущение поверхности пленки ударами капель, осаждающихся из газового потока, сопровождающееся вторичным брызгоуносом и захватом пузырьков газа. Такие модели могут быть использованы в расчетных кодах нового поколения, предсказывающих поведение течения в конкретных промышленных установках в атомной энергетике, химической промышленности, аппаратах теплообмена, системах добычи и транспортировки нефти и газа, солнечной энергетике, и т.д. Также экспериментальные результаты могут быть использованы для валидации и модификации численных моделей, предсказывающих динамику дисперсно-кольцевого течения, критического анализа физических моделей и эмпирических корреляций, предсказывающих поведение волн и процессы отрыва капель. Кроме того, отдельные результаты данной работы могут быть использованы для тестирования и модификации моделей, описывающих другие физические задачи, такие как наклонный удар капель по жидкой поверхности (например, в системах спрейного охлаждения или при обледенении поверхностей в авиации) и захват воздуха при наклонных ударах капель / твердых тел по поверхности жидкости.

На защиту выносятся:

1. Развитие и адаптация метода лазерно-индуцированной флюоресценции к исследованию обдуваемых газом пленок жидкости совместно в элементами дисперсной фазы.
2. Анализ источников ошибок при измерениях ЛИФ- и ПЛИФ-методами.
3. Результаты качественного и количественного анализа двухволновой структуры на поверхности тонких пленок жидкости, обдуваемых интенсивным газовым потоком, а также сопоставления с результатами моделирования.
4. Результаты качественного и количественного анализа процессов генерации волн быстрой и медленной ряби в дисперсно-кольцевом течении, механизма формирования волн возмущения, сравнения с результатами моделирования.
5. Метод автоматической идентификации характеристических линий волн возмущения, результаты применения метода к исследованию влияния условий экспериментов на характеристики волн возмущения.
6. Обнаружение зоны с высокой скоростью жидкости вблизи стенки канала под задним склоном волны возмущения.
7. Результаты исследования трехмерной структуры волн возмущения и волн быстрой ряби.
8. Результаты анализа гипотез, описывающих механизм отрыва капель, а также анализа физических моделей, предсказывающих интенсивность уноса жидкости в дисперсную фазу.
9. Новые сценарии взаимодействия капель, осаждающихся из газового потока, с волновой поверхностью пленки жидкости.
10. Новые сценарии захвата пузырьков газа пленкой жидкости. Полное количественное описание эволюции захваченных пленкой пузырьков газа.

Достоверность результатов диссертационной работы обеспечивается использованием современных методов измерения локальной толщины пленки жидкости с высоким пространственным и временным разрешением, позволяющим проведение полевых измерений, разрешенных по двум пространственным координатам и времени, а также в стереоскопической постановке. Надежность измерений толщины пленки подтверждается анализом погрешностей измерения в различных зонах течения, моделированием хода лучей прямого и отраженного света для лазерного излучения и флюоресценции, а также прямой кросс-валидацией независимых методов ЛИФ и ПЛИФ. Надежность измерений волновых характеристик обеспечивается применением специально разработанных методов автоматической идентификации пространственно-временных траекторий волн различных типов, и визуальной верификацией эффективности работы алгоритмов. Измерения характеристик волн различных типов и элементов дисперсной фазы проводились на больших выборках при помощи адаптированных к задаче методов анализа.

Личный вклад автора. Автор диссертации внес основной вклад в постановку рассматриваемых задач, а также в планирование и проведение экспериментальных исследований. Автором проведена адаптация ЛИФ-метода к исследованию волновой структуры обдуваемых газом пленок жидкости, модификация метода с целью изучения элементов дисперсной фазы одновременно с волновой структурой, в том числе стереоскопическая модификация метода. Автор внес основной вклад в развитие алгоритмов автоматической обработки данных для режимов с уносом жидкости в дисперсную фазу и режимов без уноса. Автором проведен основной объем обработки данных, анализ полученных закономерностей, сравнение с литературными данными и результатами моделирования. Автором проведен обзор литературы по теме исследований, анализ существующих эмпирических и теоретических моделей, сформулированы выводы по диссертации.

Публикации. Основное содержание работы опубликовано в 25 статьях, из них 16 опубликованы в ведущих рецензируемых научных журналах и изданиях, определенных ВАК.

Апробация работы. Материалы по теме диссертации были представлены на следующих конференциях и семинарах: Int. Conf. Multiphase Flow (Leipzig 2007, Tampa 2010, Jeju 2013, Florence 2016); Int. Symp. Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon 2010, 2012, 2014, 2016, 2018); Int. Topical Team Workshop on Two-Phase Systems for Ground and Space Applications (Brussels 2008, Novosibirsk 2009, Cava de' Tirreni 2011, Beijing 2012, Bremen 2013, Baltimore 2014, Novosibirsk 2017); World Conf. on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics (Krakow 2009, Lisbon 2013, Foz do Iguaçu 2017); Euromech Fluid Mechanics Conf. (Manchester 2008, Copenhagen 2014); Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics (Pittsburgh 2013, San Francisco 2014, Portland 2016); Triennial Int. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems (Heidelberg 2012, Tainan 2015); Int. Symp. on Measurement Techniques for Multiphase Flows (Tianjin 2011, Sapporo 2015); Pacific Symp. on Flow Visualization and Image Processing (Moscow 2011, Naples 2015); 2nd European Conf. on Microfluidics (Toulouse 2010); Int. Symp. on bifurcations and instabilities in fluid dynamics (Nottingham 2009); Int. Conf. on pattern recognition and image analysis: new information technologies, (Sankt-Peterburg 2010); Int. Symp. on Flow Visualization (Minsk 2012); Int. Congress on Theoretical and Applied Mechanics (Beijing 2012); Asian Symp. on Visualization (Novosibirsk 2015); Int. Symp. and School for Young Scientists Interfacial Phenomena and Heat Transfer (Novosibirsk 2016); Int. Heat Transfer Conf. (Costa del Sol, 2016); World Congress on Momentum, Heat and Mass Transfer (Barcelona 2017); Всероссийская школа-конференция молодых ученых «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» (Новосибирск 2008, 2010, 2012, 2014, 2016); Всероссийская молодежная конференция «Устойчивость и турбулентность течений гомогенных и гетерогенных жидкостей» (Новосибирск 2008, 2010); Всероссийская конференция молодых ученых

«Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии» (Новосибирск 2009, 2012; Всероссийская конференция с участием зарубежных ученых "Задачи со свободными границами: теория, эксперимент и приложения" (Бийск 2011, Барнаул 2017); Всероссийская конференция «Фундаментальные основы МЭМС- и нанотехнологий» (Новосибирск 2012, 2015); Всероссийская конференция "Сибирский теплофизический семинар" (2010, 2015); Всероссийская школа-семинар молодых ученых «Физика неравновесных процессов в энергетике и наноиндустрии» (Новосибирск 2007); Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» (Москва 2015); Всероссийская научная конференция "Теплофизика и физическая гидродинамика" (Алушта 2010, Ялта 2017); Всероссийская конференция с международным участием "Современные проблемы механики сплошных сред и физики взрыва" (Новосибирск 2017); Всероссийский семинар "Динамика многофазных сред" (Новосибирск 2017), V Всероссийская конференция с международным участием "Пермские гидродинамические научные чтения" (Пермь 2018). Результаты работы обсуждались на семинаре Института теплофизики СО РАН (рук. чл.-корр. Маркович Д.М.), на видеосеминаре ЦАГИ – ИТПМ СО РАН – СПбПУ – НИИМ МГУ – ОИВТ РАН, а также на семинарах в зарубежных университетах: University of Nottingham (Prof. B.J. Azzopardi), Imperial College London (Prof. O.Matar, Prof. C. Markides), University College London (Prof. P. Angeli).

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, основных результатов и выводов, списка цитированной литературы, включающего 708 наименований. Общий объем диссертации - 431 страница, включая 177 рисунков и 4 таблицы.

Содержание диссертации.

Во введении показана актуальность проблемы, дана общая характеристика работы, сформулированы цели и методы исследования.

Первая глава посвящена обзору накопленного другими исследователями экспериментального и теоретического материала. Первая часть обзора включает в себя описание режимов многофазных течений и условий, в которых реализуются кольцевой и дисперсно-кольцевой режимы течения (п. 1.1.1), практическое применение дисперсно-кольцевого течения (1.1.2), методы и результаты измерений интегральных характеристик потока (1.1.3). Вторая часть обзора посвящена описанию исследований волновой структуры обдуваемых газом пленок жидкости и включает в себя: качественное описание волновых режимов и волн различных типов (1.2.1), требования к методам измерений локальной толщины пленки жидкости и сравнительный анализ методов измерения, основанных на различных физических принципах (1.2.2), результаты измерений количественных характеристик волн возмущения (1.2.3), влияние условий эксперимента на эти характеристики (1.2.4), известную информацию о формировании и развитии волн возмущения (1.2.5) и об их трехмерной структуре (1.2.6), а также информацию

об измерениях поля скорости в жидкой и газовой фазах (1.2.7). Третья часть обзора посвящена исследованиям дисперсной фазы и включает в себя: обзор гипотез, описывающих механизм срыва капель с поверхности пленки (1.3.1), краткое описание методов и результатов измерений параметров капель в ядре газового потока (1.3.2), информацию об исследованиях ударов капель по поверхности жидкости (1.3.3), а также описание исследований свойств пузырьков газа, захваченных пленкой жидкости, и механизмов захвата пузырьков (1.3.4). Четвертая часть обзора дает представление о существующих моделях дисперсно-кольцевого течения: об эмпирических корреляциях для описания интегральных параметров потока (1.4.1), численных моделях дисперсно-кольцевого течения (1.4.2), о моделях волнового течения тонких пленок жидкости, стекающих при слабом или отсутствующем обдуве (1.4.3), а также о попытках развития физических моделей волнообразования и уноса жидкости в условиях дисперсно-кольцевого течения (1.4.4). В пункте 1.5 подведены итоги обзора литературы, представлены цели работы и постановка задачи.

Вторая глава посвящена описанию экспериментальных установок и методов измерений.

Раздел **2.1** содержит перечень экспериментальных установок, различающихся ориентацией течения (опускное, восходящее, горизонтальное), формой поперечного сечения канала (круглая, прямоугольная), поперечными размерами и длиной канала. Дано описание условий экспериментов, в т.ч. диапазонов расходов жидкости и газа, рабочих жидкостей: вода и водоглицериновые растворы с вязкостью $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ (ВГР1) и $1,9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ (ВГР2). Также приведено сопоставление различных безразмерных комплексов, используемых в качестве параметров задачи в различных работах.

Раздел **2.2** посвящен описанию измерения толщины пленки жидкости методом лазерно-индуцированной флуоресценции. Раздел содержит подробное описание принципа работы метода, вывод соотношений, позволяющих проводить достоверные измерения по упрощенной схеме, методы измерения основных параметров ЛИФ-метода, методы калибровки и методы организации опорного сигнала при работе на различных установках, в том числе, вблизи входа в канал, в условиях горизонтального и восходящего течений, а также в условиях низкой смачиваемости стенок канала. В этом же разделе приведено описание различных модификаций метода, различающихся полнотой пространственного представления данных по толщине пленки жидкости. В двумерной модификации областью измерений служит участок продольного сечения канала. Метод регистрирует мгновенные профили поверхности пленки жидкости вдоль этого сечения с высокой частотой съемки. Экспериментальные данные представлены в виде двумерных массивов $h(x,t)$, где h - мгновенная локальная толщина пленки, x - продольная координата, t - время. Такое представление данных позволяет изучать совместную пространственно-временную эволюцию волн различных типов, движущихся с разными

скоростями, в том числе, процессы генерации, развития, взаимодействия и слияния волн. В трехмерной модификации регистрируется мгновенная форма поверхности пленки на прямоугольном участке канала и исследуется эволюция этой поверхности во времени. Данные представлены в виде $h(x,y,t)$, где y - поперечная/азимутальная координата. Такое представление позволяет дополнительно исследовать поперечный размер и кривизну фронтов волн различных типов, а также процессы генерации / взаимодействия волн в трехмерном пространстве. Помимо волн на поверхности пленки жидкости, ЛИФ-метод позволяет обнаруживать и изучать отдельные элементы дисперсной фазы, а именно, капли, срывающиеся с поверхности пленки, и пузырьки газа, захваченные пленкой жидкости. Информация о скоростях, размерах и концентрации капель и пузырьков доступна одновременно с информацией о динамике волн. Кроме того, метод позволяет напрямую изучать взаимодействие элементов дисперсной фазы с волнами различных типов. Для получения информации о положении капель в трехмерном пространстве, а также для исследования сложных переходных жидких структур, была дополнительно развита стереоскопическая модификация ЛИФ-метода, снабженная дополнительной камерой бокового вида.

В разделе 2.3 проведен анализ случайной и систематической погрешности при ЛИФ-измерениях толщины пленки жидкости. Случайная погрешность определяется, главным образом, шумом камеры и составляет около 5%. Основным источником систематической погрешности является повышение коэффициента отражения от межфазной границы при повышении наклона межфазной поверхности. Представлены результаты моделирования хода падающих и отраженных лучей, как для света лазера, так и для флюоресценции, и учет влияния особенностей хода лучей на измерения ЛИФ-методом. При наклонах поверхности пленки порядка 40° в ЛИФ-данных могут возникать локализованные пики со значительным завышением толщины пленки. Основную роль в появлении таких пиков играет отражение флюоресцентного света, в результате которого камера интегрирует значения яркости флюоресценции вдоль значительно более длинного оптического пути. Локальные завышения толщины пленки практически невозможно предотвратить или компенсировать, однако они могут быть легко идентифицированы и устранены из последующего анализа записей толщины пленки. Также задача об искажениях решена для пузырька, захваченного пленкой жидкости, и капли жидкости, содержащей флюорофор.

В разделе 2.4 приведено описание методических экспериментов, направленных на прямое сравнение ЛИФ-метода с независимым методом планарной лазерно-индуцированной флюоресценции (ПЛИФ). В данных экспериментах флюоресценция возбуждалась лазерным ножом в одном продольном сечении канала, а ЛИФ- и ПЛИФ-измерения проводились одновременно при помощи двух камер, расположенных под разными углами к плоскости ножа.

Также исследовалось влияние угла между плоскостью ножа и ПЛИФ-камерой на достоверность ПЛИФ-измерений: эксперименты были проведены для традиционно используемого угла в 90° (ПЛИФ90) и для угла в 70° (ПЛИФ70). Был развит новый алгоритм измерения толщины пленки жидкости методом ПЛИФ для случаев сложной формы межфазной поверхности. Было подтверждено существование т.н. эффекта зеркала на ПЛИФ-измерения в трубах, предсказанного в работе Häber et al. (2015). В рамках упрощенной модели безволновой пленки разработана поправка на учет эффекта зеркала, дающая хорошее соответствие с результатами ЛИФ-измерений, а также с положением артефактов, указывающих на истинное положение межфазной поверхности в ПЛИФ-изображениях. В то же время, ПЛИФ-метод уязвим к поперечной неравномерности толщины пленки, возникающей вследствие трехмерности волн, что может привести к сильной недооценке амплитуды волн. Этот эффект подавляется при уменьшении угла между плоскостью ножа и ПЛИФ-камерой. По этой причине для проведения измерений при использовании ПЛИФ-метода рекомендуется использовать конфигурацию с углом 70° и менее. Несмотря на то, что при меньших углах завышение толщины пленки вследствие эффекта зеркала выражено сильнее, этот эффект, в отличие от эффекта трехмерности, может быть скомпенсирован. На шероховатой поверхности волн возмущения эффект зеркала подавляется, однако ПЛИФ-метод испытывает сильное влияние трехмерных волн и захваченных пленкой пузырьков газа. В частности, ПЛИФ90 в режимах с наличием волн возмущения значительно занижает толщину пленки, а гребни волн возмущения в ПЛИФ-данных практически неразличимы. Проведено прямое количественное сравнение ЛИФ- и ПЛИФ-методов в форме двумерных распределений значений толщины пленки, полученных разными методами, подтверждающее результаты качественного анализа искажений.

Третья глава посвящена исследованию пространственно-временной эволюции волн различных типов, возникающих на поверхности тонких пленок жидкости, обдуваемых высокоскоростным ($V_G > 20$ м/с) потоком газа, при малых (порядка 20-40) числах Рейнольдса жидкости.

В разделе **3.1** описаны результаты применения метода ЛИФ в двумерной реализации к исследованию такого течения. В предшествующих работах считалось, что в этой режимной области волновая структура представлена случайными волнами ряби, причем зачастую предполагалось, что эти волны ряби и волны ряби на поверхности остаточного слоя в режимах с уносом обладают одинаковыми характеристиками. В данной работе было впервые показано, что на поверхности пленки в таких режимах сосуществуют волны двух типов, получивших название первичных и вторичных волн. Первичные волны возникают вследствие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в результате нелинейного развития возмущений максимального роста. Они выделяются большими значениями скорости, амплитуды и времени жизни. Вторичные волны генерируются вследствие неустойчивости задних склонов первичных

волн. Эти волны распространяются по поверхности тонкого остаточного слоя между первичными волнами и исчезают при поглощении следующей первичной волной. Единственное упоминание о существовании двух типов волн в данной режимной области было сделано Ohba & Nagaе (1993) на основе различия волн по поперечному размеру. В результате более широкие первичные волны, названные "кольцевыми", были обнаружены лишь в узком диапазоне скоростей газа. Проведение экспериментов в трехмерной постановке показало, что первичные волны характеризуются конечным поперечным размером, уменьшающимся с ростом скорости газа. При этом первичные и вторичные волны существуют во всем исследованном в данной главе диапазоне скоростей газа.

В разделе 3.2 представлены результаты измерения характеристик первичных и вторичных волн. Для решения этой задачи был разработан алгоритм автоматической обработки данных в x - t представлении. В основе алгоритма лежит автоматическая идентификация характеристических линий первичных и вторичных волн при помощи метода Кэнни поиска границ на изображениях. Разделение первичных и вторичных волн проводилось на основе расстояния, на котором наблюдалась рассматриваемая волна. Были измерены амплитуды и скорости первичных волн; результаты измерений показывают удовлетворительное согласие с расчетами Трифонова (Трифонов, 2013), однако расчет несколько занижает измеренные значения обеих величин. Были измерены средние значения длин переднего и заднего склонов первичных волн, а также определена относительная координата генерации вторичных волн на заднем склоне первичных волн. Область генерации располагается на расстоянии примерно $0,6$ - $0,7L$ от начала первичной волны, где L - продольный размер первичной волны. Толщина пленки в области генерации вторичных волн значительно ближе к толщине остаточного слоя, чем к высоте гребня первичной волны.

В разделе 3.3 приведены результаты спектрального анализа пространственно-временных записей толщины пленки. Анализировались как временные, так и пространственные спектры сигнала. Положение максимума в спектре описывает первичные волны; вторичные волны в силу их нерегулярности не приводят к появлению локализованных пиков в спектре сигнала. Зависимость частоты следования первичных волн от параметров потока сходна с аналогичной зависимостью среднего межфазного трения. При линейной нормировке спектров сигнала на частоту максимума в спектре и энергию этой частоты спектры описываются единой универсальной зависимостью в широком диапазоне скоростей газа. Отклонения от универсальной зависимости наблюдаются при малых скоростях газа, при которых воздействие силы тяжести становится сравнимым с величиной межфазного трения ($\rho gh/\tau > 0,3$).

В разделе 3.4 описаны результаты моделирования волновой структуры поверхности пленки жидкости в режимах без уноса в эволюционной постановке с применением различных моделей

пленочного течения и расчета напряжений со стороны газа. Было показано, что модель Шкадова существенно переоценивает роль капиллярного предвестника нелинейных волн, в то время как в экспериментах при высоких скоростях газа предвестник подавляется полностью. Более того, моделируемый предвестник взаимодействует с генерирующей его волной, что выражается в потере скорости и амплитуды основного горба одновременно с ростом первого горба предвестника. Использование модели второго порядка позволило частично подавить капиллярный предвестник и получить временно стабильные первичные волны. Для таких участков в модели была зафиксирована генерация вторичных волн, сходная с наблюдаемой в эксперименте. Наличие предвестника приводит к понижению амплитуды и скорости первичных волн, а также расстояния между волнами. Скорее всего, по этой же причине наблюдается расхождение при сравнении с расчетами Трифонова (см. раздел 3.3).

Четвертая глава посвящена исследованию волновой структуры пленки жидкости в режимах с уносом жидкости в дисперсную фазу.

В разделе **4.1** описаны результаты исследования совместной пространственно-временной эволюции волн возмущения и волн ряби при помощи ЛИФ-метода в двумерной постановке. Волны возмущения разделены участками тонкого остаточного слоя, поверхность которого покрыта волнами ряби. Эти волны "медленной" ряби генерируются на задних склонах волн возмущения и, замедляясь, движутся по поверхности остаточного слоя вплоть до их поглощения следующей волной возмущения. Такое поведение сходно с поведением первичных и вторичных волн в режимах без уноса. Поверхность волн возмущения также покрыта волнами ряби, которые генерируются на их задних склонах. В отличие от волн медленной ряби на поверхности остаточного слоя, эти волны движутся быстрее породивших их волн возмущения. Достигнув фронта волны возмущения, волны "быстрой ряби" исчезают либо вследствие затухания/опрокидывания на фронте волны возмущения, либо за счет их разрыва газовым потоком на мелкие капли. Именно таким образом происходит отрыв капель с поверхности пленки и унос их в ядро газового потока. В режимах без уноса первичные волны имеют гладкие гребни; такая структура более устойчива к разрушению газовым потоком. Сценарий эволюции волны ряби определяется относительной координатой ее возникновения: волны быстрой ряби генерируются ближе к фронту волны возмущения, а волны медленной ряби - дальше от него. Обнаруженная трехволновая структура является ключевой закономерностью дисперсно-кольцевого течения, наблюдаемой во всем исследованном диапазоне параметров, и позволяет в корне пересмотреть подходы к моделированию процессов срыва и осаждения капель, интенсификации межфазного трения и теплообмена в таком потоке.

Раздел **4.2** посвящен измерению мгновенных полей скорости в волнах возмущения методом PTV (particle tracking velocimetry). Измерения проводились в горизонтальном канале

прямоугольного сечения для случая больших расходов жидкости и сравнительно малых скоростей газа. Поле скорости в жидкости измерялось в системе отсчета волны возмущения посредством фазового осреднения мгновенных полей скорости. Жидкость в волнах быстрой ряби движется быстрее волн возмущения; в основном объеме волн возмущения скорость жидкости близка к скорости распространения волны. В передней части волны возмущения жидкость вблизи стенки движется с малой абсолютной скоростью; в этой области волна возмущения взаимодействует с остаточным слоем. По мере проникновения вглубь волны возмущения пристенный слой жидкости ускоряется; под задним склоном волны возмущения скорость жидкости вблизи стенки достигает значений, близких к скорости волны возмущения. Примечательно, что это локальное повышение трения на стенке происходит именно в области генерации волн быстрой и медленной ряби. Покинув волну возмущения, жидкость вновь замедляется в области остаточного слоя.

В разделе **4.3** рассматриваются процессы формирования волн возмущения и их последующего развития. Задача решалась путем проведения экспериментов методом ЛИФ в двумерной постановке вблизи входа в канал. Было обнаружено, что вблизи входа поверхность пленки покрыта регулярными высокочастотными волнами, возникающими, скорее всего, благодаря неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. При слиянии таких волн формируются крупномасштабные структуры, покрытые волнами быстрой ряби, что соответствует описанию волн возмущения. Таким образом, волны возмущения возникают вследствие слияния начальных высокочастотных волн, причем переход к волнам возмущения сопровождается скачкообразным увеличением продольного масштаба волновых структур. Анализ эволюции спектра сигнала вниз по потоку подтверждает ключевую роль актов слияния начальных волн в процессе перехода к волнам возмущения. Сходные явления были обнаружены вдали от входа в канал при формировании т.н. эфемерных волн, а также вблизи перехода к режимам с уносом. Эти наблюдения показывают, что обнаруженный механизм слияния не является следствием способа организации входного участка, а также позволяют понять, как именно происходит переход к уносу в случае повышения расхода жидкости вниз по потоку. Дальнейшее развитие сопровождается ускорением и слиянием волн возмущения, приводящим к увеличению расстояния между волнами возмущения.

В разделе **4.4** описан метод автоматической идентификации характеристических линий волн возмущения на основе преобразования Радона. Использование такого метода позволило проанализировать применимость различных непрямых методов оценки волновых характеристик и исследовать основные параметры индивидуальных волн возмущения, таких как скорость, амплитуда, продольный размер. Было исследовано изменение скорости и частоты волн быстрой и медленной ряби с привязкой к фазе волны возмущения. В частности, было

показано, что скорость волн быстрой и медленной ряби при нормировке на скорость породившей ее волны возмущения не зависит от параметров потока, а также определены продольные масштабы волн возмущения (длина гребня, покрытого волнами быстрой ряби, длина заднего склона и расстояние, на котором стабилизируются свойства волн медленной ряби за волной возмущения).

В разделе **4.5** проводится прямое сравнение структуры пленки жидкости в опускном и восходящем течениях в одних и тех же условиях эксперимента. Показано, что скорость волн возмущения одинакова в опускном и восходящем течении для скоростей газа более 20 м/с. В то же время, скважность волн возмущения в восходящем течении ниже за счет снижения частоты волн возмущения. Снижение скважности компенсируется утолщением остаточного слоя жидкости, и, как следствие, замедлением волн медленной ряби. Соответствие между опускным и восходящим течениями для остаточного слоя достигается при больших (порядка 40 м/с) скоростях газа. По-видимому, такое различие объясняется ослаблением газового потока в следе крупномасштабных шероховатых волн возмущения.

В разделе **4.6** рассматривается течение в горизонтальном прямоугольном канале. Показано, что структура волн возмущения и процессы генерации волн быстрой и медленной ряби качественно одинаковы при течении в каналах круглого и прямоугольного сечения, в опускном, восходящем и горизонтальном потоке. Зависимость волновых характеристик от расходов фаз также качественно одинакова во всех случаях. Количественно отличие горизонтального течения выражается в увеличении толщины пленки жидкости и амплитуды волн возмущения, а также в снижении скорости и частоты следования этих волн. Свой вклад в замедление волн вносят также боковые стенки прямоугольного канала. Вблизи стенок наблюдается понижение скорости и амплитуды волн возмущения, а также локальное повышение их частоты следования и продольного размера. Последние два эффекта связаны с трехмерностью волн возмущения. Проводится анализ трехмерной структуры волн возмущения и волн быстрой ряби на примере течения в широком канале прямоугольного сечения. Показано, что волны возмущения в общем случае трехмерны: они характеризуются конечным поперечным размером, а их фронты имеют искривленную форму. При этом в потоке сосуществуют волны возмущения существенно разных поперечных размеров; кривизна фронтов снижается с увеличением ширины волны. При взаимодействии боковых краев волн возмущения происходит слияние с формированием волны значительно большего поперечного размера и меньшей кривизной фронта. В результате степень двумерности волн возрастает вниз по потоку. Другим сценарием повышения двумерности является поглощение узких волн широкими. Волны быстрой ряби также трехмерны, имеют подковообразную форму и характеризуются значительно меньшими продольными и поперечными размерами по сравнению с волнами возмущения. Волны быстрой ряби

располагаются на поверхности волн возмущения в несколько слоев, расположенных в шахматном порядке. С увеличением скорости газа поперечный и продольный размеры волн быстрой ряби уменьшаются, что приводит к увеличению количества волн быстрой ряби на поверхности волны возмущения.

Пятая глава посвящена исследованию процессов обмена дисперсной фазой между пленкой жидкости и газовым ядром.

Раздел **5.1** посвящен исследованию свойств капель, срывааемых с поверхности пленки, а также исследованию актов отрыва капель. Проведено измерение скоростей и размеров капель сразу после их отрыва с поверхности пленки. В процессе отрыва капли приобретают дополнительный импульс, в результате чего их начальная скорость в полтора-два раза превышает скорость волн быстрой ряби. Средний диаметр капель по Саутеру сразу после отрыва значительно превышает результаты ранних измерений, проведенных без привязки к стадии эволюции капли, в т.ч. после откачки пристенной пленки. Такое различие может объясняться вторичной атометризацией капель, более быстрым осаждением крупных капель, а также вторичным брызгоуносом.

При помощи трехмерного и стереоскопического подходов было подтверждено, что основными механизмами срыва капель с поверхности волн возмущения являются сценарии "*bag break-up*" и "*ligament break-up*" (см. Azzopardi 1983). Была определена связь этих сценариев с трехмерной структурой волн быстрой ряби: *bag break-up* реализуется при разрыве всего фронта волны быстрой ряби, а *ligament break-up* реализуется в местах соединения боковых краев волн быстрой ряби. При повышении скорости газа возрастает количество соединений краев волн и повышается вероятность реализации отрыва по сценарию *ligament break-up*. Существенную роль в процессе отрыва играет рост волн быстрой ряби, который может привести как к опрокидыванию волн ряби, так и к их разрыву. Проведено сопоставление наблюдаемых в эксперименте сценариев срыва капель с многочисленными гипотезами, описывающими механизмы отрыва капель. Показано, что гипотезы, в основе которых лежит представление о гладкой волне возмущения, в лучшем случае представляют собой сильное упрощение реальных процессов. Существующие "физические" модели, предсказывающие интенсивность уноса, опираются на ряд не соответствующих действительности предположений относительно механизма отрыва, а также свойств волн возмущения и их трехмерной структуры.

Раздел **5.2** посвящен анализу ударов капель по поверхности пленки жидкости. В качестве тестовой задачи исследовано нормальное падение капли на покоящуюся поверхность жидкости, с добавлением флюорофора либо в падающую каплю, либо в слой жидкости. В результате отдельно исследованы эволюция кратера, возникающего при ударе капли, и динамика растекания материала капли по внутренней поверхности кратера. В условиях дисперсно-кольцевого течения обнаружены три сценария взаимодействия капель, падающих с большой

скоростью под малыми углами, с волновой поверхностью пленки жидкости: 1) Удар с формированием асимметричного кратера, сопровождающийся вторичным брызгоуносом. Исследовано влияние волн медленной ряби на эволюцию кратера; показано, что стандартные критерии определения порога всплеска не работают при малых углах удара. 2) Удар с формированием борозды на поверхности пленки, покрытой системой коротких волн, сопровождающийся захватом пузырьков газа. Показано, что размеры борозды определяются, в первую очередь, диаметром капли. 3) Удар с частичным выживанием падающей капли, сопровождающийся вторичным брызгоуносом из материала капли. Показано, что сценарий (1) реализуется, главным образом, на задних склонах волн возмущения, сценарий (2) - на поверхности остаточного слоя жидкости, сценарий (3) - на гребнях волн мелкой ряби. При этом сценарии (2) и (3) реализуются в узком диапазоне малых углов удара.

В разделе **5.3** рассматривается динамика пузырьков газа, захваченных пленкой жидкости. Разработан алгоритм автоматической идентификации пузырьков и измерения их скорости, размеров и толщины слоя жидкости, в котором заключен пузырек. Существуют три сценария захвата пузырьков: 1) при наклонных ударах быстрых капель с формированием борозды; 2) при ударах остатков переходных к уносу жидких структур; 3) при опрокидывании волн быстрой ряби. Первый сценарий реализуется на поверхности остаточного слоя; это новый механизм захвата пузырьков, связанный с сильной деформацией поверхности капли и/или пленки, не имеющий отношения к захвату воздушного диска между каплей и слоем жидкости, а также другим известным механизмам захвата воздуха при ударах капель. Захват пузырьков происходит по мере продвижения капли; часть пузырьков разрушается при восстановлении формы поверхности пленки; количество захваченных пузырьков зависит, в первую очередь, от размера капли; объем захваченного воздуха сравним с объемом капли. Сценарии (2) и (3) реализуются перед волнами возмущения и могут приводить к захвату сравнительно крупных пузырьков. Распределение пузырьков по размерам имеет экспоненциальную форму. Ранее такая форма объяснялась захватом пузырьков по сценарию (3) и каскадом дробления пузырьков (Rodriguez & Shedd 2004). Согласно данной работе, форма распределения объясняется широким спектром размеров пузырьков, захватываемых по сценарию (1). Концентрация пузырьков в волнах возмущения значительно превосходит концентрацию пузырьков в остаточном слое, однако нормированные распределения пузырьков по размерам практически идентичны для пузырьков с диаметром менее 0,5 мм; различие распределений в области крупных размеров объясняется вкладом сценариев (2) и (3). Таким образом, мелкие пузырьки захватываются остаточным слоем жидкости по сценарию (1) и аккумулируются волнами возмущения. Уничтожение пузырьков происходит как вследствие ударов капель, так и при попадании крупного пузыря в тонкий слой жидкости. Пузырьки следуют за течением жидкости и могут быть использованы в качестве

трассеров для исследования профиля скорости в жидкости. Результаты такого исследования согласуются с PTV-экспериментами (раздел 4.2) и подтверждают наличие локального максимума трения на стенке в области генерации волн быстрой и медленной ряби.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы, а также приведен список использованной литературы и список публикаций по теме диссертации.

Глава 1. Современное состояние исследований дисперсно-кольцевого течения и смежных задач

1.1. Общие сведения

1.1.1. Режимы газожидкостных течений. Переход к уносу в дисперсно-кольцевом течении

Многофазным потоком называется течение среды, состоящей из двух и более компонент, которые могут отличаться друг от друга как фазовым состоянием, так и химическим составом. Примерами таких потоков являются совместное течение газа и жидкости, газа или жидкости с твердыми частицами, несмешивающихся жидкостей с различными свойствами (например, вода и масло, Ghosh et al. 2009, Liu et al. 2006 a,b, Morgan et al. 2012, Voulgaropoulos & Angeli 2017), а также многокомпонентные течения (Salgado et al. 2010, Skartlien et al. 2011, An et al. 2016, Karami et al. 2017). Примером четырехкомпонентного течения является течение смеси воды, воздуха, песка и нефти, реализующееся при добыче и транспортировке нефти, известное в англоязычной литературе под аббревиатурой WASP (water-air-sand-petroleum, An et al. 2016). В данной работе будет рассматриваться лишь случай *течения жидкости и газа*, который, тем не менее, также весьма разнообразен в плане существования различных режимов течения.

В связи с особенностями практических приложений чаще всего газожидкостные течения исследовались в случае *восходящего течения* смеси. Основными параметрами, определяющими реализацию того или иного режима, являются расходы жидкой и газовой фаз, обычно задаваемые в виде среднерасходных скоростей, определяемые как отношение полного объемного расхода данной фазы к площади поперечного сечения канала.

При малых расходах газовой фазы реализуется *пузырьковый* режим течения. В этом режиме газ движется в виде мелких пузырьков, увлекаемых потоком жидкости. Некоторыми исследователями также выделяется дисперсно-пузырьковый режим, характерный для больших расходов жидкости, при которых пузырьки испытывают дробление под воздействием турбулентности в жидкой фазе. При повышении расхода газа мелкие пузырьки испытывают множественные слияния, формируя т.н. пузыри Тэйлора ("Taylor bubbles"). Это крупномасштабные газовые структуры, поперечный размер которых близок к внутреннему диаметру канала, а продольный размер в несколько раз больше диаметра канала. Форма пузырей обычно напоминает пулю или снаряд с закругленным носом и относительно плоской "кормой"; в русскоязычной литературе такое течение обычно называется *снарядным*. Интересно, что англоязычный термин "slug flow" также можно перевести как снарядное течение, однако слово "slug" применяется к жидким перемычкам между пузырями Тэйлора

("liquid slugs"). При очень высокой вязкости жидкости корма пузыря Тэйлора также становится закругленной и пузыри становятся симметричными (Mohammed et al. 2018). Между стенками канала и стенками пузыря Тэйлора находится тонкая пленка жидкости, как правило, текущая вниз, на которой могут развиваться волны (Kockx et al. 2005). В жидкой пробке за пузырем Тэйлора может существовать крупномасштабный тороидальный вихрь (Кашинский и др. 2008), появляющийся вследствие взаимодействия пленки жидкости на стенках со свободной поверхностью на "корме" пузыря Тэйлора. Вследствие этого взаимодействия в данной области также может происходить захват мелких пузырьков газа. Некоторыми исследователями выделяется промежуточный режим "cap bubbles" (см. Wegener & Parlange 1973), при котором пузыри Тэйлора еще недостаточно велики и представляют собой крупные деформированные пузыри с выпуклым фронтом и вогнутой задней частью. Считается, что в каналах большого диаметра пузыри Тэйлора неустойчивы и разрушаются на крупные нерегулярные пузыри меньших размеров (см. Pringle et al. 2015).

При дальнейшем повышении расхода газа наступает режим перемежаемого (или "вспененного") течения ("**churn flow**"), являющийся наиболее нерегулярным из режимов газожидкостных течений (Azzopardi & Wren, 2004, Wang et al. 2017). Для этого режима характерно изменение направления потока жидкости: пристенная пленка жидкости течет вниз, увлекаемая силой тяжести, в то время как жидкие перемычки и крупные волны увлекаются вверх газовым потоком. Dasgupta et al. (2017) исследовали скорость волн ряби на участках тонкого остаточного слоя между крупными волнами, и показали, что при достижении определенной скорости газа происходит смена направления движения этих волн.

Последующее повышение расхода газа приводит к относительной регуляризации потока: жидкие перемычки исчезают, и в центральной части сечения канала формируется непрерывное газовое ядро. Жидкость течет вверх по стенкам канала в виде пленки, поверхность которой покрыта сложной системой волн. По форме поперечного сечения потока жидкости в трубах такое течение было названо **кольцевым** ("**annular flow**"). При достаточно больших расходах жидкости и газа в кольцевом течении происходит отрыв капель жидкости с поверхности пленки и унос их в ядро газового потока. Такое течение называется дисперсно-кольцевым. Капли, увлекаемые газовым потоком, могут осаждаться обратно на поверхность пленки. Также в таком потоке происходит достаточно интенсивный захват пузырьков газа пленкой жидкости. При очень высоких расходах жидкой фазы ряд исследователей выделяет т.н. **wispy-annular** режим, характеризующийся наличием в газовом ядре не только отдельных капель, но и крупных объемов жидкости ("wisps"), срывааемых с поверхности пленки (см. Hewitt & Roberts 1969, Hawkes et al. 2000, Hernandez Perez et al. 2010, Hewitt 2012). В отдельных работах на границе между перемежаемым и кольцевым режимами течения выделяют полукольцевой ("semi-

annular") режим, в котором вся жидкость течет вверх, однако жидкие перемычки существуют (Spedding et al. 1998b).

В отсутствие подвода тепла дисперсно-кольцевой режим течения является предельным режимом, реализуемым в том числе при очень высоких скоростях газа. Однако при нагреве стенок канала, имеющем место во многих практических приложениях, возможно локальное выкипание пленки с образованием сухих пятен на стенках канала (Okawa et al. 2009), разрушение сплошной пленки на ривулеты ("post-annular flow", Bar-Cohen & Holloway 2016) и в перспективе ее полное исчезновение с переходом к "капельному течению" ("mist flow") и, в дальнейшем к однофазному течению пара. Пересыхание стенок канала чревато перегревом и разрушением промышленной установки.

В случае малых расходов жидкой фазы переход к кольцевому режиму течения при повышении скорости газа происходит иным образом. При малых скоростях газа реализуется противоточное течение, при котором пленка жидкости стекает вниз под действием силы тяжести, а воздействия со стороны газа недостаточно, чтобы повернуть ее вверх. В области малых скоростей газа такой режим слабо отличается от течения пленки жидкости в отсутствие газового потока. При достижении определенной скорости газа происходит резкий рост амплитуды волн, приводящий к перекрыванию жидкостью сечения канала ("захлебывание потока"), и поворот течения жидкости вверх ("flow reversal").

Опускное течение имеет свои особенности. При больших расходах жидкости течение проходит примерно те же этапы, что и в восходящем потоке: пузырьковый, снарядный, кольцевой. Режим churn flow с постоянным изменением направления течения очевидным образом не реализуется в опускном течении. Пузыри Тэйлора в снарядном режиме могут двигаться носиком вниз. При высокой вязкости жидкости Tronievsky & Spisak (1987) обнаружили "сталактитообразные" структуры в снарядном режиме: струи жидкости, проливающиеся сквозь пузырь Тэйлора от его кормы к носу, сверху вниз. В области между снарядным и кольцевым режимами Milan et al. (2014) выделяют также мембранный режим течения, при котором существуют очень тонкие жидкие перемычки, движущиеся вниз по потоку. Lokanathan & Hibiki (2018) по аналогии с восходящим потоком обозначили, видимо, этот же режим как "churn-turbulent flow". При малых расходах жидкости течение можно назвать кольцевым даже в условиях отсутствия потока газа: жидкость стекает в виде пленки по стенкам канала, а в центре канала газ практически неподвижен (за исключением слабого движения, вызванного движением пленки жидкости). Однако обычно такой режим называют стекающей пленкой жидкости ("falling film"). Повышение расхода газа оказывает воздействие на характеристики волн на поверхности пленки: повышается скорость и частота следования волн с одновременным уменьшением их

амплитуды и продольного размера. При достижении определенной скорости газа начнется унос жидкости в дисперсную фазу.

Изменение ориентации потока может привести не только к количественному смещению границ, но и к качественному изменению режимов течения в переходной области. Так, при течении газожидкостной смеси в горизонтальной трубе в пузырьковом режиме реализуется асимметричное распределение пузырьков вдоль вертикальной координаты. Пузыри Тэйлора в снаряжном режиме также смещены к "потолку" канала. Некоторые авторы разделяют в горизонтальном течении снарядный ("slug") и "пробочный" ("plug") режимы, а также режим "удлиненных пузырей" ("elongated bubbles"), "псевдоснарядный режим" и т.д. (см., например, Wong & Yau 1997).

Переходным режимом от снарядного к кольцевому в горизонтальной трубе является стратифицированный режим течения, при котором жидкость занимает нижнюю часть сечения канала, а газ - верхнюю. При повышении скорости газа межфазная поверхность теряет устойчивость, на ней возникают волны; этот случай иногда выделяют в отдельный "стратифицированно-волновой" ("stratified-wavy") режим течения. При дальнейшем повышении скорости газа происходит подъем жидкости по боковым стенкам канала, и в итоге распределение толщины слоя жидкости по азимутальной координате становится практически равномерным. Таким образом происходит переход к кольцевому течению. Физические явления, лежащие в основе подъема жидкости по стенкам канала, до сих пор являются объектом дискуссий. Среди механизмов перечисляются: циркуляция в газовой фазе в поперечном сечении газового ядра (вторичное течение), закачка жидкости поперек крупных волн из-за разности давлений, срыв и осаждение капель, поперечный рост ("spreading") волн возмущения, трехмерность волн (см., например, Jayanti et al. 1990). Пленка жидкости при кольцевом течении в горизонтальной трубе сохраняет сильную асимметрию даже при достаточно высоких скоростях потока газа (Rodriguez & Shedd 2004a, Geraci et al. 2007, Schubring & Shedd 2009a, Cioncolini et al. 2012).

Помимо расходов фаз, условия переходов между режимами течения определяются большим количеством факторов, включая физические свойства фаз, размеры и форму поперечного сечения канала, ориентацию течения, давление в системе, интенсивность теплового потока. Данные разных авторов по форме и положению режимных границ могут существенно различаться вследствие разных условий, а также разных критериев определения того или иного режима (Wu et al. 2017). Чаще всего режимы течения определяются в ходе прямой визуализации потока, на основе субъективных качественных критериев, оставляющих большой простор для отнесения данной режимной точки к тому или иному режиму. В качестве косвенных количественных критериев режимных переходов используются результаты

измерений перепада давления в канале или вариация во времени распределения доли сечения канала, занятой газом ("void fraction"). Перепад давления достигает локального минимума в снарядном течении, локального максимума в перемежаемом, локального минимума при переходе к кольцевому режиму и далее монотонно растет при переходе к режимам с уносом жидкости (Calvert & Williams 1955). Распределение мгновенной доли газовой фазы имеет один горб в области малых значений в пузырьковом режиме, приобретает дополнительный пик в области высоких значений при переходе к снарядному режиму, а при переходе к кольцевому пузырьковый пик исчезает (Omebere-Iyari et al. 2008, Kaji et al. 2009, Rosa et al. 2010). Omebere-Iyari & Azzopardi (2007) показали, что в каналах малого диаметра (5 мм) критерии разделения режимов, основанные на функций распределения доли газовой фазы в сечении канала, недостаточно эффективны, и предложили новые критерии на основе скорости структур, возникающих в потоке. Hervieu & Selegheim (1998) предложили новый критерий на основе количественной оценки нестационарности потока в форме частотно-временной ковариации, Hua et al. (2010) - на характеристиках вибраций, создаваемых потоком (см. также Miwa et al. 2015), Jaganathan et al. (2015) - на основе структуры преломления лазерного ножа, ориентированного поперек потока. Существует достаточно большое количество эмпирических и полуэмпирических моделей для определения режимных границ, многие из которых проанализированы в обзорах Spedding et al. (1998a) для восходящего потока в трубах, Coleman & Garimella (1999) для горизонтальных круглых и прямоугольных каналов, Shao et al. (2009), Rahim et al. (2011), Wang et al. (2012), Chinnov et al. (2015) для течений в микроканалах, Julia & Hibiki (2011) для кольцевых каналов, Wu et al. (2017) для восходящего потока в трубах и кольцевых каналах, Kumar et al. (2017), Lokanathan & Hibiki (2018) для опускного течения в трубах, Zhao et al. (2001) - в условиях микрогравитации. Следует отметить, что попытки обобщения режимных границ при помощи безразмерных параметров (таких, как числа Рейнольдса / Вебера каждой из фаз) не привели к более четкому разграничению режимных областей по сравнению с использованием размерных среднерасходных скоростей фаз. Сравнение режимных карт в восходящем и опускном течениях проводилось в работах Bhagwat & Ghajar (2012); Pereyra et al. (2012); Jiang and Rezkallah (1993); Lee et al. (2008a); Oshinowo and Charles (1974). В этих работах было обнаружено, что корреляции, развитые для определения режимных границ в восходящем потоке, плохо работают в случае опускного течения. Также было показано, что доля газовой фазы в сечении пленки в равных условиях заметно выше в опускном течении, однако различие снижается при приближении к кольцевому режиму.

Данная работа целиком посвящена **кольцевому режиму течения**. Упрощая, можно сказать, что при достаточно больших скоростях газа кольцевой режим течения реализуется при любой

ориентации потока (течение в наклонном канале является промежуточным вариантом между вертикальным и горизонтальным течением). Можно ожидать, что при очень высоких скоростях газа влияние ориентации потока на характеристики течения станет пренебрежимо малым. Также можно ожидать, что различия между опускным и восходящим потоком исчезнут при меньших скоростях газа по сравнению с горизонтальным течением в трубе, поскольку в последнем случае существует достаточно сильная азимутальная асимметрия толщины пленки жидкости. Этого фактора можно избежать при изучении течения обдуваемых газом пленок жидкости по плоской горизонтальной поверхности, т.е., по дну канала прямоугольного поперечного сечения. Хотя формально пленка жидкости в этом случае не замыкается в кольцо, эта конфигурация, как будет показано в дальнейшем, не имеет качественных отличий от опускного течения в трубе. Также эта конфигурация привлекательна тем, что в ней, как и в опускном течении, можно исследовать влияние скорости газа на волновое течение пленки жидкости, начиная с очень малых значений скорости газа, и при этом во всех случаях жидкость будет распространяться по стенкам канала в виде пленки, толщина которой равномерна по поперечной координате и, таким образом, постановка задачи близка к двумерной.

Внутри кольцевого режима течения выделяется дисперсно-кольцевой режим, в котором происходит отрыв капель с поверхности пленки и унос их в ядро газового потока. Режимная граница, маркирующая переход к режимам с уносом жидкости, имеет форму гиперболы на плоскости $Q_G - Q_L$, где Q_G и Q_L - расходы газовой и жидкой фазы, соответственно. Количественные характеристики данной линии зависят от свойств рабочей жидкости, формы и размеров канала, ориентации потока и других условий. Так, например, увеличение вязкости рабочей жидкости замедляет переход к уносу при одинаковых расходах газа и жидкости, однако при сравнении одинаковых чисел Рейнольдса жидкости переход происходит раньше для жидкостей с большей вязкостью (Mori et al. 1999).

Считается, что в области малых расходов жидкости режимная граница имеет вертикальную асимптоту. Это означает, что при расходах жидкости ниже некоего критического значения отрыва капель не будет происходить при сколь угодно высоких скоростях газового потока. Повышение вязкости рабочей жидкости приводит к понижению критического числа Рейнольдса жидкости. В экспериментах Zhivaikin (1962) режимные границы описаны в терминах обратных степенных зависимостей, имеющих асимптоту $Q_L=0$; для высоких расходов жидкости критическая скорость газа считается постоянной.

Другая ветвь режимной границы демонстрирует постепенное снижение критической скорости газа с повышением расхода жидкости. Вопрос о том, достигает ли эта линия оси $Q_G=0$ при очень больших значениях Q_L , остается открытым. Van Rossum (1959) определял границу

перехода к уносу в горизонтальном потоке в координатах средней скорости газа и средней толщины пленки жидкости. Согласно этой работе, при больших толщинах пленки критическая скорость газа не зависит от толщины пленки. В модели Ishii and Grolmes (1975) предполагается, что режимные границы перехода к уносу для восходящего, горизонтального и опускного течений совпадают, за исключением узкого диапазона малых расходов жидкости, в котором переход к уносу в опускном течении происходит при меньших скоростях газа.

1.1.2. Практическое применение дисперсно-кольцевого течения

Кольцевое течение и особенно дисперсно-кольцевой режим характеризуется большой площадью межфазной поверхности трех типов: возмущенная поверхность пленки жидкости; поверхность капель в ядре газового потока и поверхность пузырьков газа, захваченных пленкой жидкости. Режим характеризуется высокими скоростями фаз и высокой степенью турбулентности в обеих фазах, что обеспечивает высокую интенсивность перемешивания и отвода тепла от стенок канала при относительно низких затратах на прокачку газожидкостной смеси через установку. Перечисленные факторы делают дисперсно-кольцевое течение весьма эффективным методом охлаждения нагреваемых поверхностей, что обуславливает его широкое использование в различных теплообменных устройствах и системах охлаждения (Knuth 1955, de Jong & Gabriel 2003, Sawant et al. 2009), системах кондиционирования воздуха (Wongwises & Kongkiatwanitch 2001). Вследствие интенсивного перемешивания и большой площади межфазной поверхности такой вид течения широко используется в химических реакторах с подачей жидкого и газообразного реагентов (Захаров 1989). Организация дисперсно-кольцевого течения является простым способом создания газокapельных потоков, применяемых, например, в системах очистки газов от примесей (Дубков и др. 2016).

Дисперсно-кольцевой режим течения реализуется при любом способе подачи в канал газожидкостной смеси с высоким содержанием газовой фазы. Например, в газокapельном потоке капли, достигающие стенок канала, прилипают к стенке и в итоге формируют пристенную пленку. В работе Okada (1992) описаны 6 вариантов конфигурации начального участка для создания дисперсно-кольцевого течения, причем рассматривается только случай отсутствия фазовых превращений. В двух из шести вариантов жидкость подается на стенки канала в виде пленки: либо через проницаемый (пористый) участок стенки канала, либо через кольцевой щелевой зазор. В общем случае зазор может быть ориентирован различным образом: параллельно стенке канала, а также под острым или прямым углом к стенке канала. Также жидкость может подаваться в виде центральной струи или спрея через тонкую трубку, расположенную на оси канала, или нескольких струй, расположенных на периферии канала. Такой способ подачи жидкости реализуется в газовых турбинах и двигателях внутреннего

сгорания (Shedd et al. 2009), в частности, в системах поршневого впрыска топлива (Koederitz et al., 2002, Wang et al., 2004, Zhang et al., 2018). Частным случаем струйной подачи жидкости совместно с газом является т.н. воздушный распылитель ("air-blast atomizer"), см. Lefebvre (1980), Volz et al (2015), Gosselin et al. (2017).

Дисперсно-кольцевой режим течения может реализоваться в системах добычи и транспортировки нефти и газа (Hewitt 2008, Belt et al. 2009, Zhiyuan & Baojiang 2009); например, при шельфовой добыче природного газа в подъемных каналах присутствует жидкость (вода и/или конденсат), см. Zhang & Sarica (2011), van Nimwegen et al. (2015a-b). Мотивацией исследований является оптимизация добычи и разделения фаз.

При движении пара в парогенераторах пристенная пленка может формироваться вследствие конденсации пара на стенках канала (Гогонин 2004). Напротив, при интенсивном нагреве стенок канала с однофазным потоком за счет испарения / выкипания жидкости может сформироваться паровое ядро, обдувающее пристенную пленку (Cheng et al. 2008, Lane et al. 2010). Такой режим может реализоваться в тепловых трактах атомных электростанций, как в штатном (реакторы на кипящей воде, см. Hewitt 2008, Sawant et al. 2008a, Okawa et al. 2009), так и в аварийном режимах в водо-водяных ядерных реакторах, например, в случае утечки охладителя (Loss of Coolant Accident), утечки охладителя при крупном повреждении (Large-Break Loss of Coolant Accident), прекращения отвода тепла (Loss of Heat Sink Accident), а также при аварийном охлаждении реактора (Emergency Core Cooling) (см. Hewitt 2008, Wongwises & Kongkiatwanitch 2001, Yun et al. 2008, Jacquemain 2013, Lokanathan & Hibiki 2018). Основным объемом имеющихся исследований дисперсно-кольцевого режима течения выполнен инженерами-атомщиками (ОИВТ и ИБРАЭ РАН в России, UK Atomic Energy Research Establishment в Великобритании, Bhabha Atomic Research Centre в Индии, Korea Atomic Energy Research Institute, Bettis Atomic Power Laboratory в США, Institut de Radioprotection et de Surete Nucleaire во Франции)

Сходный переход с фазовыми превращениями имеет место и в других приложениях, например, в параболоцилиндрических солнечных коллекторах с прямой генерацией пара: вследствие нагрева сфокусированным солнечным светом в заполненной водой трубе возникает поток, проходящий через все режимы горизонтального газожидкостного течения вплоть до полного испарения жидкости (Odeh et al. 2000, Hirsch et al 2014).

Среди других приложений следует упомянуть задачи осушки, в том числе удаление остатков керосина из топливных баков ракет-носителей с жидкостным реактивным двигателем (Shine et al. 2012, Трушляков и др. 2017), предотвращение обледенения поверхностей в авиации (Cimpeanu & Papageorgiou 2018, Leng et al. 2018), разработка электротермальных химических

ружей (Kuo & Cheung 1995), перенос жидкостей в дыхательных путях человека (Kim et al. 1986) и т.д.

Кроме того, исследование процессов обмена дисперсной фазой, имеющих место в дисперсно-кольцевом течении, может улучшить понимание процессов, актуальных для смежных прикладных задач, таких как удары капель и спреев по поверхности жидкости, захват воздуха при входе тела в воду, первичное и вторичное распыление жидкости.

Несмотря на широкое практическое применение исследуемых в данной работе течений, цель данной диссертации остается главным образом фундаментальной. Работа нацелена на детальное изучение гидродинамики процессов, реализующихся в дисперсно-кольцевом газожидкостном течении, для выработки рекомендаций по развитию существующих и создания новых теоретических моделей течения. Такие модели могут быть использованы в дальнейшем для создания промышленных расчетных кодов, позволяющих осуществить более безопасную и эффективную эксплуатацию промышленных установок.

1.1.3. Измерения интегральных характеристик дисперсно-кольцевого течения

В связи с высокой практической значимостью и одновременно высокой сложностью дисперсно-кольцевого режима течения, основной объем экспериментальных исследований такого течения был посвящен измерению интегральных характеристик потока, таких как средняя толщина пленки жидкости, перепад давления в канале, расход дисперсной фазы, интенсивность теплоотдачи. Результаты измерений обобщались в виде корреляционных зависимостей с различной степенью эмпиризма (см. подробнее п. 1.4.1).

Перепад давления, как правило, измерялся при помощи дифференциальных манометров, измеряющих разность статических давлений на разных расстояниях от входа в канал. Как правило, измерялся средний по времени перепад давления на достаточно больших расстояниях. Отмечено, что перепад давления может в десятки раз превышать перепад давления при течении потока газа с той же скоростью в сухом канале (Chu & Dukler 1975). Перепад давления растет с ростом расхода жидкости (Gill et al. 1965). При переходе к режимам с уносом происходит скачкообразный рост перепада давления, как за счет наличия крупномасштабных волн на поверхности пленки, так и за счет срыва капель: энергия газового потока затрачивается на ускорение капель от начальных значений скорости, близких к скорости волн возмущения, до значений скорости газа на оси потока (Lopes Dukler 1985, Moeck & Stachiewicz 1972, Schadel et al. 1990). По оценке Fore & Dukler (1995b) вклад срыва и уноса капель в перепад давления может составлять до 20%. Также высказывалась гипотеза, что капли сообщают импульс пленке жидкости при осаждении из газового потока. Однако, согласно Fore & Dukler (1995b), основное торможение капли происходит на стенке канала, и передачей импульса пленке можно

пренебречь. Измерения перепада давления позволяют оценить среднюю величину межфазного трения. При повышении скорости газа перепад давления также возрастает, однако коэффициент трения, определяемый как отношение касательного напряжения межфазного трения к динамическому напору газа, несколько снижается (Permyakov & Podsushnyi 1970, Wongwises & Kongkiatwanitch 2001). Данные по изменению межфазного трения вниз по потоку противоречивы: согласно Permyakov & Podsushnyi (1970), Hazuku et al. (2008), эта величина растет с расстоянием от входа в канал, согласно Gill et al. (1963), Wolf et al. (2001) - уменьшается. В других работах (Черданцев 2006, Belt et al. 2009) отмечается слабая зависимость перепада давления от расстояния от входа в канал.

Расход дисперсной фазы измерялся различными интегральными методами. Первый метод заключается в измерении расхода жидкости через трубку-пробоотборник малого диаметра, введенного в канал сквозь стенку и изогнутую навстречу потоку (Wicks & Dukler 1960, Azzopardi & Zaidi 2000, Karami et al. 2017). Предполагается, что полный расход капель в потоке равен расходу через пробоотборник, умноженному на отношение площади сечения канала за вычетом площади, занимаемой пленкой жидкости, к площади сечения зонда. Метод требует проверки на изокинетичность: в идеале скорость движения потока через пробоотборник должна совпадать со скоростью движения газового ядра в окрестности входа в пробоотборник. В противном случае может происходить либо засасывание капель с участка поперечного сечения с большей площадью, либо потеря части капель за счет огибания ими входного отверстия зонда. Для упрощения измерений и повышения надежности метода разрабатывались пробоотборники, являющиеся одновременно вариантом трубки Пито (см. Barbosa et al. 2002). В основе метода лежит предположение о равномерном распределении потока капель по сечению канала. Согласно Gill et al. (1963, 1964), это условие выполняется уже на сравнительно небольших расстояниях от входа в канал (порядка 20 диаметров), однако в общем случае требуется дополнительная проверка влияния радиальной координаты положения зонда. При расположении зонда слишком близко к стенке зонд может также захватывать жидкость, переносимую крупными волнами, что приводит к завышению расхода дисперсной фазы. В ряде работ (Gill et al., 1965, Paleev & Filiipovich, 1966, Han et al., 2007) вместо узкого зонда использовался сепаратор с диаметром, близким к диаметру канала, захватывающим все газовое ядро вместе с каплями, и не захватывающим пленку жидкости.

Другим методом измерения расхода дисперсной фазы является откачка пристенной пленки через пористый участок стенки канала (Lopes de Bertodano et al. 2001). Предполагается, что при правильном подборе отрицательного давления вся пристенная пленка жидкости будет откачана, что позволит оценить расход жидкости в пленке и таким образом вычислить расход жидкости, распространяющейся в виде капель. Более того, если на определенном расстоянии после первой

секции откачки произвести повторную откачку пристенной пленки, можно оценить также интенсивность осаждения капель из газового потока на стенки канала (т.е., вычислить объем жидкости, осаждающейся на стенки канала на расстоянии между секциями откачки в единицу времени). Проблемой данного метода измерений является подбор разницы давлений, обеспечивающий, с одной стороны, полную откачку пристенной пленки, с другой стороны - отсутствие захвата капель, движущихся вблизи стенки.

Еще одним способом измерения интенсивности уноса и осаждения капель является метод трассерных добавок: в рабочую жидкость вводятся растворы солей, влияющие на проводимость жидкости и, как следствие, на результаты измерений датчиками проводимости (Quandt 1965, Andreussi 1983, Leman et al. 1985, Schadel et al. 1990, Pitton et al. 2014). В работе Han et al. (2007) трассерная добавка использовалась для исключения учета жидкости, переносимой в гребнях волн возмущения. Добавка вводилась в пленку за два сантиметра до сепаратора так, чтобы она успела равномерно перемешаться внутри пленки, но не была сорванной с поверхности пленки в виде капель. Измерение концентрации добавки в собранной жидкости методом химической титрации позволяет определить долю жидкости, попавшей в сепаратор в виде капель.

Расход дисперсной фазы возрастает с ростом расходов жидкости и газа. Даже в условиях отсутствия теплового потока расход дисперсной фазы может достигать 80% от полного расхода жидкости (Sawant et al. 2008a, 2009). Для определения интенсивности уноса (т.е., объема жидкости, уносимого с поверхности пленки с единицы длины канала в единицу времени) необходимо проводить измерения расхода дисперсной фазы как минимум в двух точках на разных расстояниях от входа в канал. В случае ввода жидкости в виде пленки (т.е., в условиях отсутствия дисперсной фазы на входе в канал) расход дисперсной фазы сначала рассчитывается с расстоянием от входа, после чего достигает некоего равновесного значения вдали от входа (на расстоянии не менее ста диаметров канала, Wolf et al. 2001). Зависимость расхода дисперсной фазы от расстояния вниз по потоку обычно описывается как $E \sim x$ (Kataoka et al. 2000). Выход на насыщение связывают с осаждением капель из ядра газового потока на поверхность пленки. Считается, что вдали от входа интенсивности уноса и осаждения равны друг другу, и можно говорить о достижении равновесного состояния (или "полностью развитого дисперсно-кольцевого режима течения"), в котором расход дисперсной фазы не меняется вниз по потоку. Интенсивное осаждение начинается, очевидно, дальше от входа, чем унос капель (Leman et al. 1985). Согласно экспериментам Wallis (1962), расход дисперсной фазы примерно одинаков в восходящем и опускном течениях (см. также Barbosa et al. 2002). С ростом давления в системе значительно возрастает интенсивность уноса жидкости Nakazatomi & Sekoguchi (1996a,b).

Средняя толщина пленки жидкости измерялась, как правило, методом проводимости (см. 1.2.2). Эта величина растет с увеличением расхода жидкости и уменьшается с ростом скорости

газа (Davydova et al. 1969a, Дейч и Тетера 1980, Wongwises & Kongkiatwanitch 2001, Belt et al. 2009, Hazuku et al. 2008), а также уменьшается вниз по потоку в связи с уносом жидкости с поверхности пленки (Wolf et al. 2001, Hazuku et al. 2008,). Средняя толщина пленки несколько выше в восходящем потоке, однако разница уменьшается с ростом скорости газа (Antipin et al. 2003).

1.2. Волновая структура пленки жидкости в дисперсно-кольцевом течении

1.2.1. Качественное описание волновой структуры в режимах с уносом и без уноса. Представления о форме и структуре волн возмущения

С самого начала исследований дисперсно-кольцевого течения (с конца 1950-х годов) известно, что режимы течения с уносом жидкости в дисперсную фазу отличаются от режимов без уноса жидкости волновой структурой поверхности пленки жидкости. В режимах с уносом на поверхности пленки существуют крупномасштабные структуры, получившие название волн возмущения ("disturbance waves"). Сам термин представляется достаточно неудачным: слово "возмущение" имеет широкий спектр значений и никак не привязано к особенностям данных структур. Кроме того, употребление слова "волна" по отношению к этим структурам тоже вызывает вопросы. Ряд авторов (начиная с Hanratty & Engen 1957) использует для обозначения крупных волн на обдуваемой газом пленке жидкости термин "катящаяся волна" ("roll wave"). В основном этот термин использовался при исследовании горизонтального течения в прямоугольном канале. В последующих работах предпринимались попытки как разделить эти термины (Hall Taylor et al. 1963), так и отождествить их (Schadel & Hanratty 1990).

Волны возмущения распространяются по поверхности тонкого остаточного слоя жидкости, именуемого также "подложной" ("substrate"), "остаточным слоем" ("residual layer") и "базовой пленкой" ("base film"). Волны возмущения характеризуются высокими значениями ряда характеристик, таких как амплитуда (в несколько раз превышающая толщину остаточного слоя), скорость распространения (достигающая значений, примерно на порядок меньше среднерасходной скорости газа), продольный размер (порядка нескольких сантиметров), поперечный размер (порядка 10 см), время жизни (индивидуальные волны возмущения можно наблюдать на протяжении расстояний в несколько метров вдоль длины канала). При этом частота следования волн возмущения сравнительно мала: по сравнению с частотой волн максимального роста, ожидаемых на поверхности пленки жидкости при сильном обдуве, частота волн возмущения ниже на несколько порядков. Волны возмущения крайне нерегулярны: характеристики индивидуальных волн возмущения распределены в широком диапазоне значений при неизменных параметрах течения. То же можно сказать и о времени разделения между соседними волнами возмущения.

Наличие волн возмущения является необходимым, но не достаточным условием для уноса жидкости в дисперсную фазу. Считается, что волны возмущения переносят 60-80% жидкости в потоке (Han et al. 2006), повышают гидродинамическое сопротивление потоку газа, интенсифицируют перемешивание и теплообмен в потоке.

Поверхность волн возмущения и остаточного слоя жидкости покрыта т.н. волнами ряби, которые характеризуются значительно меньшими значениями амплитуды, скорости, продольного и поперечного размеров, а также времени жизни по сравнению с волнами возмущения, однако их частота значительно превосходит частоту волн возмущения. Следует отметить, что название "рябь" также является неудачным, поскольку подразумевает капиллярную природу этих волн, что не было подтверждено ни экспериментально, ни теоретически (см. Chu & Dukler 1974).

Считается, что волны ряби всегда присутствуют на поверхности обдуваемых газом пленок жидкости, в том числе, в режимах без уноса. В большинстве работ, посвященных исследованию волновой гидродинамики пленки жидкости в дисперсно-кольцевом течении, волны ряби фактически игнорируются; в небольшом количестве работ волны ряби на подложке рассматриваются независимо от волн возмущения (Chu & Dukler 1974, Belt et al. 2010). Также во многих работах утверждается, что переход к уносу происходит за счет появления волн возмущения, а волны ряби в режимах с уносом и без уноса - это одни и те же волны.

В рамках таких представлений неудивительно, что волновая структура пленок в режимах без уноса не представляла большого интереса для исследователей. Ее изучению посвящены отдельные работы (Sekoguchi et al. 1977a-c, Suzuki et al. 1983, Hagiwara et al. 1985, Asali & Hanratty 1993, Ohba & Nagaе 1993). За исключением последней работы, исследовались лишь средние характеристики волн, определяемые путем статистической обработки записей толщины пленки жидкости.

Основной объем работ, посвященных изучению характеристик волн возмущения, ограничивается измерением их средних характеристик при варьировании параметров потока (см. 1.2.3-4). Их природа и структура сравнительно мало исследованы. В работах по визуализации потока отмечалось, что волны возмущения имеют сложную шероховатую форму поверхности; в то же время, в моделях течения чаще всего закладывается гладкая форма волн возмущения, напоминающая форму нелинейных волн на поверхности пленок жидкости, стекающих под действием силы тяжести, характеризующихся крутым передним склоном, пологим задним склоном и четко выраженным гребнем. В отдельных работах (Hall Taylor et al. 2014, Pan et al. 2015b) закладывается модельная форма волн возмущения с передним фронтом в виде скачка толщины пленки. В работе Hewitt et al. (1990) была предложена интерпретация волн возмущения как пятен шероховатости поверхности пленки: в рамках этого описания волны возмущения являются относительно невысокими плато большей толщины пленки, покрытой особенно высокими и короткими волнами ряби. Данная интерпретация подтверждается современными исследованиями, проводимыми с помощью методов с высоким пространственным разрешением. В работе Schubring et al. (2010) проводилось измерение

шероховатости поверхности пленки отдельно на поверхности остаточного слоя и на поверхности волн возмущения. Было подтверждено, что средняя толщина пленки в зоне волн возмущения лишь вдвое превышает толщину остаточного слоя, а также, что в зоне волн возмущения шероховатость пленки выше. Кроме того, Hewitt et al. (1990) было отмечено, что на поверхности волны возмущения присутствует большое число "катящихся волн", длина которых по порядку величины близка к толщине слоя жидкости.

Помимо волн возмущения и волн ряби, исследователи выделяют еще два типа волн. Т.н. "эфемерные волны" ("ephemeral waves") исследовались в работах Sekoguchi et al. (1985), Sekoguchi & Takeishi (1989), Mori et al. (1999), Wolf et al. (1996), Dasgupta et al. (2017). Эти волны близки по характеристикам к волнам возмущения, однако все же характеризуются меньшими значениями основных параметров (в первую очередь, скорости, а также амплитуды и поперечного размера). Ключевой особенностью этих волн является то, что они генерируются на задних склонах волн возмущения. Wolf et al. (1996) предположили, что формирование эфемерных волн происходит в условиях, когда локальное число Рейнольдса, Re_L , остаточного слоя жидкости повышается за счет осаждения капель из газового потока (в качестве критического значения указано $Re_L=125$). В работе утверждается, что эфемерные волны - это, фактически, развивающиеся волны возмущения.

Также в работах Sekoguchi с соавторами отмечалось существование "огромных волн" ("huge waves"). Эти волны сходны с волнами возмущения, однако характеризуются еще большими размерами, а также иной зависимостью скорости от амплитуды. Эти волны наблюдаются только в случае малых (менее 10 м/с) скоростей газа и высоких расходов жидкости, главным образом, в восходящем потоке. Они могут сосуществовать как с жидкими перемычками между пузырями Тэйлора при малых скоростях газа, так и с волнами возмущения при сравнительно высоких скоростях газа. Предположительно, такие волны связаны с переходом к перемежаемому и снарядному режимам течения, и являются несформировавшимися или распавшимися жидкими перемычками, характерными для этих режимов.

В опускном течении карта волновых режимов была предложена Webb & Hewitt (1975). Область достаточно толстых пленок жидкости и низких скоростей газа получила название двухволновых режимов ("dual-waves"), на основе наличия двух пиков в спектрах временных записей толщины пленки. При увеличении расхода жидкости был обнаружен режим т.н. "толстой ряби" ("thick ripples"), характеризующийся заметным подавлением волновой активности. При дальнейшем повышении расхода жидкости, согласно Webb & Hewitt (1975), происходит переход к волнам возмущения. Правомерность отождествления волн возмущения, возникающих при сильном обдуве, и волн на поверхности толстых пленок жидкости,

стекающих в отсутствие газового потока, остается предметом дискуссий. В горизонтальном течении в прямоугольном канале выделяют несколько режимных областей, среди которых выделяются области двумерных, трехмерных и катящихся волн (Hanratty & Engen 1957, Craik 1966, Peng et al. 1991).

1.2.2. Методы исследования волновой структуры пленки жидкости

Экспериментальное исследование волновой структуры пленки жидкости в дисперсно-кольцевом течении предъявляет высокие **требования к методам измерения**. В числе требований:

- 1) Высокое временное разрешение вследствие высокой скорости волн возмущения, составляющей порядка нескольких метров в секунду. Понятие временного разрешения включает в себя не только высокую частоту съемки, но и малое время экспозиции (т.е., осреднения сигнала).
- 2) Высокое пространственное разрешение вследствие малых продольных размеров волн ряби на поверхности остаточного слоя и волн возмущения. Характерный размер таких волн составляет несколько миллиметров, и для адекватного воспроизведения формы волны требуется, чтобы пространственный размер области осреднения сигнала при отдельном измерении составлял доли миллиметра.
- 3) Широкий динамический диапазон при измерении локальной толщины пленки жидкости. Эта величина может изменяться от десятков микрометров (в кратерах, возникающих при ударах капель, или вокруг пузырьков газа, захваченных пленкой жидкости) до нескольких миллиметров (на гребнях волн возмущения) в одних и тех же условиях эксперимента.
- 4) Измерения должны проводиться в полевой постановке, т.е., в каждый момент времени измерения толщины пленки должны проводиться в большом количестве точек пространства. Это требование вызвано необходимостью исследовать совместную эволюцию волн различных типов, масштабов и скоростей, а также процессы генерации и взаимодействия волн.
- 5) Измерения должны проводиться в области измерений с достаточно большим пространственным размером на протяжении достаточно долгого периода времени. Это требование связано со значительным смещением взаимодействующих волн вниз по потоку и конечным временем их взаимодействия.
- 6) Желательно, чтобы измерения также проводились вдоль азимутальной / поперечной координаты (при течении в цилиндрическом / прямоугольном канале, соответственно), поскольку, как будет показано ниже, волны возмущения и волны ряби в общем случае не являются двумерными.

- 7) Измерительный метод не должен вносить возмущения в поток. Метод должен быть достаточно устойчивым к искажениям, связанным с особенностями волновой структуры (высокие значения наклона и кривизны межфазной поверхности).
- 8) Желательно, чтобы метод был совместим с методами исследования других локальных характеристик потока, таких как поле скорости в пленке жидкости и газовой фазе, характеристики дисперсной фазы в каждой из несущих фаз, поле температуры в обеих фазах, наличие и концентрация примесей, и т.д. При исследовании этих характеристик требования к методу измерения локальной толщины пленки жидкости могут существенно ужесточаться. Так, например, исследование поля скорости предъявляет значительно более строгие требования к пространственному и временному разрешению измерительной системы, а также устойчивости к оптическим искажениям. Элементы дисперсной фазы также характеризуются много меньшими пространственными размерами, более высокими скоростями (применительно к срываемым каплям жидкости), большей степенью трехмерности и уровнем оптических искажений по сравнению с волнами на поверхности пленки жидкости.

В ходе исследований было развито большое количество методов измерений, как разработанных специально для исследования дисперсно-кольцевого течения, так и адаптированных методов, использовавшихся ранее в других областях гидродинамики и смежных дисциплинах.

Одним из наиболее популярных методов исследования волн на поверхности пленки жидкости, а также элементов дисперсной фазы в потоке, является прямая **визуализация течения**. В рамках этого подхода участок оптически прозрачного канала освещается ярким источником белого света либо когерентного (лазерного) излучения. Как правило, используется рассеянный свет, получаемый при помощи рассеивающего экрана, расположенного между источником света и каналом. В некоторых случаях для визуализации используется оптический нож - световой луч рассеивается вдоль одной из координат и собирается вдоль другой. Визуализация может проводиться в трех плоскостях:

- 1) в плоскости стенки канала;
- 2) в плоскости поперечного сечения канала;
- 3) в плоскости продольного сечения канала.

Первая конфигурация использовалась для идентификации режимов течения, для исследования динамики волн возмущения, в частности, для измерения их скоростей, частоты следования и продольного размера (Schubring et al. 2009), а также сложных процессов взаимодействия волн и элементов дисперсной фазы. Многие исследователи отмечают сложную

форму поверхности волн возмущения, описывая их как "мутные полосы" ("milky bands", "white water"), см. Hall Taylor et al. (1963), Wallis (1969). Изображения такого рода можно наблюдать в работах Дейч и Тетера (1980), Wolf et al. (1996), Hazuku et al. (2008), van Nimwegen et al. (2015), Setyawan et al. (2016). Волны ряби на поверхности остаточного слоя при использовании такого подхода слабо различимы, и зачастую не фигурируют в описаниях потока, сделанных при помощи такой конфигурации метода. Woodmansee & Hanratty (1969) показали, что на поверхности волн возмущения существуют волны ряби, которые разрываются газовым потоком на капли. Wolf et al. (1996) использовали этот метод для исследования т.н. "эфемерных волн", возникающих на задних склонах волн возмущения и распространяющихся с меньшей скоростью. Barbosa et al. (2003) при исследовании течения в нагреваемых трубах показали, что при прохождении волн возмущения на стенках канала инициируется кипение. Cousins & Hewitt (1968) показали, что при осаждении капель из газового потока на тонкую пленку жидкости образуются продольно-ориентированные структуры. Rodriguez & Shedd (2004a) исследовали свойства пузырьков газа, захваченных пленкой жидкости.

Визуализация в плоскости поперечного сечения канала проводилась James et al. (1980), Azzopardi (1983, 1987), Badie et al. (2001), LeCoeur et al. (2010). Детальный обзор работ с применением такого подхода приведен в работах Hewitt & Whalley (1980), LeCoeur et al. (2011). Наблюдения в этом случае ведутся вдоль оси канала при помощи специально разработанного выходного участка с отводом смеси и прозрачной задней стенкой. При этом либо освещается весь внутренний объем канала (James et al. 1980), либо одно поперечное сечение канала освещается лазерным ножом (Azzopardi 1983). В такой конфигурации были впервые описаны механизмы отрыва капель, получившие название bag break-up и ligament break-up (Azzopardi 1983), а также измерены поперечные компоненты скорости отдельных капель.

Метод визуализации потока характеризуется высоким пространственным и временным разрешением, ограниченным, главным образом, возможностями камер и источников света. Тем не менее, первые две конфигурации не дают количественной информации о локальной толщине пленки жидкости. Измерения в плоскости продольного сечения канала в общем случае позволяют восстанавливать мгновенные продольные профили локальной толщины пленки. Эта конфигурация также известна как теневой метод. Такая задача легко выполнима в случае течения пленки по внешней стороне трубы (Aleksenko et al. 1985a, b), в частности, при исследовании течения, моделирующего двухфазный поток в сборке стержней (Pham et al. 2014, 2015, Kunugi 2018). При течении по внутренней поверхности трубы применение теневого метода также возможно (Hewitt et al. 1990, Pan et al. 2015, Setyawan et al. 2016, Ayati et al. 2017). При этом необходимы предварительный анализ хода лучей от источника к камере и проведение калибровки метода.

Наиболее часто используемым методом измерения толщины пленки является **метод локальной электропроводности**. Метод основан на зависимости электрического сопротивления слоя проводящей жидкости от толщины слоя. Напряжение, подаваемое на находящиеся в контакте с жидкостью электроды, создает ток, проходящий через жидкость, служащую проводником электричества. Чем больше толщина слоя жидкости - фактически, площадь сечения проводника, - тем выше измеряемая сила тока. Вследствие диссоциации такие эксперименты могут проводиться с обычной водой, однако для стабилизации электролитических свойств в воде обычно растворяют небольшое количество соли. Во избежание образования двойного слоя ионов датчики обычно запитываются переменным напряжением высокой частоты.

Существует большое количество конфигураций электродов датчика проводимости, среди которых можно выделить две основных: датчики с электродами, вделанными заподлицо в стенку канала (Van Rossum 1959, Chu & Dukler 1974; Webb & Hewitt 1975; Azzopardi 1986; Zhao et al. 2013) и датчики с вынесенными в поток электродами (Miya et al., 1971, Karapantsios et al. 1989; Li et al. 1999, de Jong & Gabriel 2003, Han et al. 2006, Mikhalkina & Nikolaev 2008).

Основным достоинством первого подхода является то, что электроды не возмущают поток. Электроды могут иметь различную форму: в самом распространенном случае датчик представляет собой два электрода круглой или прямоугольной формы, расположенных на некотором расстоянии друг от друга (Van Rossum 1959, Hall Taylor et al. 1963, Woodmansee & Hanratty 1969b, Tomida & Okazaki 1974, Thwaites et al. 1976, Geraci et al. 2007); некоторыми преимуществами обладает концентрическое расположение, при котором центральный электрод окружен слоем диэлектрика, а другим электродом служит проводящая стенка канала, см. Hall Taylor & Nedderman (1968), Chu & Dukler (1975), Антипин и др. 2003, Алексеенко и др. 2004, Zhao et al. (2013). Также в каналах круглого сечения могут применяться датчики, каждый из электродов которых представляет собой кольцо, опоясывающее всю периферию канала; в этой конфигурации измеряется средняя толщина пленки по всему поперечному сечению канала (Schadel et al., 1990, Fossa, 1998, Hervieu & Seleghim, 1998, Kaji & Azzopardi, 2010, Alamu & Azzopardi, 2011, Setyawan et al., 2014, Pitton et al., 2014). Волны с малым поперечным размером могут не быть обнаружены такими датчиками из-за занижения их амплитуды при осреднении по периметру канала.

Для таких датчиков зависимость проводимости от толщины пленки нелинейна и требует сравнительно сложной процедуры калибровки с организацией зазоров известной толщины. Сравнение теоретических расчетов сигнала датчика и экспериментальных калибровок описано, например, в работе Coneu (1973). Основным недостатком такого метода является низкое пространственное разрешение, определяемое сравнительно большими размерами датчиков (в

первую очередь, расстоянием между электродами). При этом миниатюризация датчиков (d'Aleo et al. 2018) не может полностью решить проблему, поскольку приводит к уменьшению диапазона измеряемых толщин пленки.

Метод проводимости может использоваться для полевых измерений толщины пленки в случае создания измерительных комплексов, представляющих собой многокомпонентные датчики проводимости (Sekoguchi et al. 1985; Sekoguchi & Takeishi 1989; Mori et al. 1999 использовали ряд кольцевых электродов, а Damsohn and Prasser 2009; Belt et al. 2010, Tiwari et al. 2014, d'Aleo et al. 2013, 2018, - матрицу из точечных электродов). Проблема взаимного влияния датчиков решается сложной схемой поочередного включения различных электродов. Однако проблему ограниченного пространственного разрешения это не снимает.

Датчик с вынесенными в поток электродами представляет собой две тонких проволоки, натянутых поперек канала на небольшом расстоянии друг от друга. Такие датчики также именуются "параллельными проволочными датчиками" или "двойными проволочными датчиками" ("parallel-wire probes" и "twin-wire probes"). Для того, чтобы измерять толщину пленки только на одной из стенок канала, часть длины электродов покрывается изолирующим материалом. В общем случае такие датчики характеризуются более высоким пространственным разрешением (т.е., меньшим размером области осреднения). Дополнительным достоинством таких датчиков является линейность зависимости тока от толщины пленки, по крайней мере, для достаточно больших толщин, при которых влияние кривизны стенки канала на локальную толщину слоя жидкости мало. Однако такие датчики возмущают поток и поэтому не пригодны для проведения полевых измерений. Уменьшение диаметра электродов может помочь подавить возмущение потока, однако слишком тонкие электроды могут деформироваться / рваться под действием напора жидкости. Кроме того, такие датчики уязвимы к формированию капиллярных менисков между электродами и вокруг каждого из электродов.

Одним из вариантов развития такого подхода является датчик проволочной решетки (wire-mesh sensor), позволяющий реконструировать мгновенное распределение фаз в поперечном сечении канала (Omebere-Iyari et al. 2008, Kaji et al. 2009, Lucas et al. 2010, Da Silva et al. 2010, Szalinski et al. 2011, Pena & Rodriguez 2015, Abdulkadir et al. 2018). Этот подход показал себя достаточно результативным при исследованиях течений с высокой долей жидкой фазы (стратифицированное, снарядное, перемежаемое течение), однако применимость таких датчиков к исследованию тонких пленок жидкости сомнительна. Так, в работе Vieira et al. (2015) датчик дает завышенные значения толщины пленки и не позволяет измерять пленки тоньше определенного, достаточно высокого, предела. Сходным образом устроен датчик Super-PEP (Sekoguchi et al. 1985), отличающийся радиальной ориентацией электродов (см. также Pitton et al. 2014).

В работах Kang & Kim (1992), Kumar et al. (2002) применялись комбинированные датчики, в которых один из электродов вмонтирован в стенку канала, а другой представляет собой проволоку, частично погруженную в жидкость и не касающуюся стенки. Предполагалось, что такой метод устранил недостатки каждой из конфигураций, сохраняя их достоинства, однако широкого развития такой метод не получил.

Еще одной реализацией принципа проводимости является т.н. метод касания, в котором измерительная система регистрирует длительность временного промежутка, в течение которого кончик электрода ("игла") погружен в пленку жидкости. Метод использовался преимущественно в ранних работах. Достоинством метода является его простота и независимость от проводимости рабочей жидкости, однако метод непригоден не только для полевых измерений, но и для получения временных записей толщины пленки - с его помощью можно лишь получать статистические распределения толщины пленки, что требует большого объема измерений при различных расстояниях от стенки до кончика электрода. Кроме того, метод чувствителен к капиллярным эффектам, которые могут привести к задержке момента выхода иглы из пленки. Koskie et al. (1989) использовали этот метод для калибровки датчиков проводимости с вынесенными в поток электродами. В недавней работе Wang et al. (2018) метод получил существенное развитие, однако устранить перечисленные недостатки не удалось.

Альтернативным подходом, применяемым при работе с непроводящими жидкостями, является метод емкости, базирующийся на соотношении между зарядом, накапливаемым на обкладках конденсатора, и толщиной слоя диэлектрика. Метод может использоваться для измерения толщины воздушного зазора между поверхностью пленки и сухой стенкой канала и, таким образом, позволяет проводить не прямые измерения толщины пленки (Чиннов и др. 2008, Серяков и др. 2016). Метод также может применяться для полевых измерений, в частности, метод емкостной томографии (Electrical capacitance tomography, ECT) широко используется в тех же условиях, что и Wire-Mesh Sensor (Wang et al. 2005, Chen et al. 2006, Demori et al. 2010, Mohammed et al. 2018, Abdulkadir et al. 2018), однако для него остаются в силе ограничения, рассмотренные выше для метода проводимости.

Помимо проблем, перечисленных выше, любая модификация метода проводимости может испытывать искажения в случае наличия в пленке пузырьков газа, приводящих к занижению сигнала (van der Meulen, 2012). Несомненным преимуществом методов проводимости / ёмкости является возможность проведения измерений в непрозрачных каналах (Damsohn & Prasser 2011).

Существует достаточно большое количество **оптических методов** измерения локальной толщины пленки, основанных на различных физических принципах. Первая группа основана на **отражении света** от межфазной поверхности. К таким методам можно отнести отражение

инфракрасного излучения (Hawkes et al. 2000, Schubring & Shedd 2009), волоконно-оптических датчиков (Ohba & Nagaе 1993, Алексеенко и др., 2003), метод смещения лазерного фокуса (Takamasa & Kobayashi 2000, Ebner et al. 2002, Minamitani et al. 2007, Hazuku et al. 2005, 2008, Alghoul 2011), метод полного внутреннего отражения (Hurlburt and Newell 1996, Shedd & Newell 1998), хроматический конфокальный метод (Lel et al. 2005, Zhou et al. 2009, Kanno et al. 2010, Han et al. 2015), метод интерферометрии (Lan et al. 2008). Проблемой таких методов является, во-первых, сложность проведения полевых измерений, во-вторых, ограничение на максимальный наклон поверхности пленки (33° для LFD и 5° для метода полного внутреннего отражения), а также возможность ложной идентификации одной из поверхностей захваченного пленкой пузырька вместо поверхности пленки. Полевые измерения толщины пленки на основе принципа отражения проводились в работах Barbosa et al. (2016) и Akesjo et al. (2017, 2018). В первой работе узкий световой нож попадал в камеру, расположенную нормально к плоскости ножа, отражаясь от поверхности пленки под углом 45° . Akesjo et al. (2017, 2018) использовали метод лазерного сканирования, основанный на измерении смещения луча, отражаемого от межфазной поверхности. При этом смещение за счет изменения толщины пленки неотличимо от смещения, вызванного поперечным наклоном поверхности пленки, что может существенно влиять на достоверность измерений.

Методы, основанные на **преломлении** излучения, сравнительно редко применяются к измерению толщины пленки жидкости. К таким методам можно отнести синтетический шпирен-метод (см., например, Moisy et al. 2009 и Kofman et al. 2017). В этом методе толщина пленки измеряется по смещению изображения случайно расположенных точек при наблюдении рисунка через поверхность пленки жидкости. Также преломление играет существенную роль в структурированном ПЛИФ-методе (Charogiannis et al. 2017, van Eckeveld et al. 2018), см. подробнее раздел 2.5.

Следующая группа методов использует принцип **поглощения излучения** средой. Как правило, речь идет о поглощении видимого света рабочей жидкостью, в качестве которой используется вода с поглощающими добавками (Lilleleht Hanratty 1961, Portalski Clegg 1972, Clark et al. 2001), однако иногда используется излучение в других диапазонах, как в методе ослабления вблизи инфракрасной области (Dupont et al. 2016, Wang et al. 2016, 2018, Sun et al. 2018). Зависимость между интенсивностью поглощения и толщиной пленки жидкости определяется законом Ламберта-Бера и проверяется в ходе калибровок. В ряде методов добавки в рабочую жидкость не только поглощают внешнее излучение, но и излучают сами. Примером использования излучения является метод пигментной люминесценции, использованный Ohba & Nagaе (1993). В этой работе в жидкость подмешивались твердые люминесцентные частицы, локальная яркость свечения которых позволяла оценить локальную толщину пленки жидкости.

Недостатком такого подхода является предположение о равномерном распределении частиц в жидкости, сомнительность которого усугубляется высокой плотностью частиц. С этой же целью могут использоваться радиоактивные добавки.

Альтернативным способом организовать свечение рабочей жидкости является использование принципа **лазерно-индуцированной флюоресценции**. Краситель, растворимый в рабочей жидкости, излучает флюоресцентное свечение при возбуждении внешним источником света. Длина волны внешнего излучения подбирается близкой к положению максимума в спектре поглощения красителя. Благодаря Стоксову смещению, флюоресценция происходит на другой длине волны, что позволяет отделить флюоресцентный сигнал от внешнего излучения при помощи оптического фильтра. В ряде случаев для измерений используется сам факт свечения, т.е., наличия содержащей флюорофор жидкой фазы в данной точке пространства. Метод, основанный на этом принципе, получил название метода **планарной лазерно-индуцированной флюоресценции** (Planar Laser-Induced Fluorescence, PLIF). В этой модификации флюоресценция возбуждается в одном из сечений пленки, освещенном лазерным ножом. Камера, ориентированная перпендикулярно к плоскости ножа, фиксирует мгновенную форму светящегося сечения. Предполагается, что поперечный размер этого сечения соответствует локальной толщине пленки. Метод применялся для исследования пленок жидкости, стекающих в отсутствие газового потока (Charogiannis et al. 2015, 2017), а также для исследования течений более крупного масштаба. Применительно к исследованию дисперсно-кольцевого течения этот метод применялся в работах Schubring et al. (2010), Farias et al. (2012), Zadrazil et al. (2014). В работе Farias et al. (2012), Xue et al. (2016) метод применялся для исследования азимутальной неравномерности пленки жидкости; для этого лазерный нож освещал поперечное сечение цилиндрического канала. Метод обладает высоким пространственным и, в общем случае, временным разрешением, а также позволяет одновременно измерять поле скорости в пленке жидкости методом PIV (см. Zadrazil and Markides 2014, Charogiannis et al. 2015), поле температуры при использовании температурно-чувствительных красителей (Sutton et al. 2008, Funatani et al. 2013, Jaszczur et al. 2016, Xue et al. 2018), наличие фазовых и химических примесей (Crimaldi 2008, Walker & Peirson 2008, Karoustina et al. 2015, Rüttinger et al. 2018) и т.д. Недостатком метода является его двумерность, а также наличие оптических искажений, частично предсказанных в работе Häber et al. (2015) и экспериментально подтвержденных в данной работе (см. раздел 2.4).

В основе другого подхода к измерению локальной толщины пленки жидкости при помощи явления лазерно-индуцированной флюоресценции лежит связь между локальной яркостью флюоресценции и толщиной слоя жидкости. Для пересчета яркости флюоресценции в толщину

пленки используется интегральная форма закона Ламберта-Бера. Этот метод традиционно именуется **методом лазерно-индуцированной флюоресценции** (ЛИФ). В недавних работах автора во избежание путаницы с методом ПЛИФ была использована аббревиатура BBLIF (метод ЛИФ, основанный на яркости, Brightness-Based Laser-Induced Fluorescence).

Этот подход был впервые применен к исследованию дисперсно-кольцевых потоков в 60-х годах группой исследователей из Британского центра исследований атомной энергии (UK Atomic Energy Research Establishment) в Харвелле под руководством Дж.Ф. Хьюитта (Hewitt et al. 1964, Hewitt & Nicholls 1969). В этих экспериментах метод применялся в точечной реализации, а для измерения яркости флюоресценции использовался спектрометр. Позднее метод применялся для исследования волновой структуры пленок жидкости, стекающих в отсутствие потока газа в точечной (Lel et al. 2005, Schagen et al. 2006) и полевой (Liu et al. 1993, 1995, Liu & Gollub 1994, Adomeit and Renz 2000) реализации. Vlachogiannis and Bontozoglou (2001) применили метод к исследованию эволюции крупномасштабных возбужденных волн на поверхности горизонтальной и наклонной пленок жидкости, Hagemeyer et al. (2012) - к исследованию стекающих пленок, ривулетов и ползущих капель. В Институте теплофизики метод применяется с начала 2000-х годов, первоначально для исследования стекающих пленок жидкости и ривулетов (Alekseenko et al. 2005, Alekseenko et al. 2015a, Kharlamov et al. 2015, Guzanov et al. 2017). Достоинством метода является возможность проведения трехмерных полевых измерений толщины пленки с высоким пространственным и временным разрешением. Как было обнаружено в ходе исследований, метод также позволяет обнаружение и исследование элементов дисперсной фазы в потоке, одновременно с исследованием волновой структуры пленки жидкости. Начиная с 2006 года (Черданцев 2006) метод используется для исследования волновой структуры и процессов обмена дисперсной фазой в дисперсно-кольцевом течении. Основные результаты этих исследований обобщены в данной диссертации. Hidrovo & Hart (2001) была предложена модификация метода ("эмиссия-перепоглощение", ERLIF), в основе которой лежит одновременное использование двух флюорофлуоресцентных добавок. Метод призван устранить оптические искажения, однако, в силу высокой сложности, дальнейшего развития не получил.

В литературе упоминаются методы измерений, основанные на иных, хотя и перекликающихся с описанными выше, физических принципах. Среди таких подходов следует упомянуть акустические методы, основанные на отражении ультразвука от межфазной поверхности (Lu et al. 1993, Chen et al. 2005, Wang et al. 2016), рентгеновские методы (Hewitt & Roberts 1969, Fisher and Hampel 2010, Hu et al. 2014, An et al. 2016), магнитно-резонансную томографию (Heine et al. 2002, Bonn et al. 2008), метод холодных нейтронов (Takenaka et al. 1998, Kickhofel et al. 2011, Zboray et al. 2011), гамма-денситометрию (Saetre et al. 2010, Salgado et

al. 2010, Sharaf et al. 2011). В большинстве случаев такие методы характеризуются высокой стоимостью, набором ограничений по пространственному и/или временному разрешению, высокой погрешностью при измерении толщины тонких пленок, невозможностью проведения полевых измерений, а также - зачастую - опасностью в использовании.

Центральное место в данной работе занимают измерения методом ЛИФ. Кроме того, в разделе 2.4 будут описаны эксперименты по кросс-валидации методов ЛИФ и ПЛИФ в дисперсно-кольцевом течении.

1.2.3. Характеристики волн возмущения

В большинстве работ, посвященных исследованию характеристик волн возмущения, вопрос об их структуре практически игнорировался. Волна возмущения рассматривалась как некое целое, обладающее такими характеристиками, как амплитуда, скорость распространения, частота следования. Как правило, эти характеристики измерялись при анализе временных записей толщины пленки, полученных датчиками проводимости; более того, в большинстве работ измерения ограничивались измерением средних значений свойств волн возмущения.

Для измерения характерной скорости волн возмущения, $\langle V \rangle$, чаще всего применялся кросскорреляционный анализ записей, полученных парой датчиков, расположенных на известном расстоянии друг от друга. Время смещения сигнала определялось по положению максимума кросскорреляционной функции. Частота следования, f , чаще всего определялась на основе спектрального анализа полученных временных записей, как частота, соответствующая максимуму в спектре мощности сигнала, либо по положению вторичного максимума автокорреляционной функции сигнала. В отдельных работах также приводятся результаты измерений среднего расстояния ('spacing') между волнами возмущения, $\langle L \rangle$. Эта величина зачастую именуется длиной волны, однако такое название ошибочно, поскольку подразумевает регулярный характер волн возмущения. В целом эта величина является более информативной, нежели частота следования, которая зависит от скорости движения волн. Среднее расстояние между волнами чаще всего оценивается как отношение средней скорости волн к частоте следования, $\langle L \rangle = \langle V \rangle / f$. Обратная $\langle L \rangle$ величина определяет количество волн возмущения на единицу длины канала. Эта величина удобна для использования в полуэмпирических моделях: например, при расчете перепада давления важно знать количество волн возмущения, воздействующих на газ при прохождении им единицы длины канала. При этом волны возмущения считаются неподвижными по сравнению с потоком газа. При расчете интенсивности уноса важным показателем является количество жидкости, срываемой с единицы длины канала в единицу времени, и для его определения требуется знать количество волн возмущения, присутствующих в области в каждый момент времени. Перечисленные выше

характеристики могут быть получены даже без измерений локальной толщины пленки, например, при анализе записей высокоскоростных камер (Schubring et al. 2010).

Амплитудные характеристики записей толщины пленки включают в себя среднюю толщину пленки, $\langle h \rangle$, толщину остаточного слоя, h_b , и характерную амплитуду волн возмущения, A . Толщина остаточного слоя чаще всего оценивается как наиболее вероятное значение толщины пленки. Наиболее простым способом оценки амплитуды волн возмущения является определение стандартного отклонения записи толщины пленки.

Перечисленные выше методы определения средних характеристик волн возмущения можно назвать косвенными, поскольку вместо осреднения измеренных значений индивидуальных характеристик по всем волнам возмущения происходит оценка свойств записи, в основе которой лежит некое предположение, связывающее характеристику сигнала как целого с характеристиками волн.

Прямые измерения характеристик волн возмущения требуют развития методов идентификации индивидуальных волн. Чаще всего в основе таких методов лежит пороговое значение локальной толщины пленки, определяемое через некую среднюю характеристику. Порог может определяться как: среднее значение толщины пленки (Chu & Dukler 1974, 75); сумма среднего значения и стандартного отклонения толщины пленки (Wang et al. 2004, Han et al. 2006); 1,6 от средней толщины пленки (Zhao et al. 2013). В работах Черданцев (2006), Belt et al. (2010) порог подбирался эмпирически на основе зависимости количества находимых волн от величины порога. После определения положения максимумов волн возмущения возможно прямое измерение характеристик этих волн, таких как: счетное количество найденных волн возмущения (соответствующее частоте следования), скорость волн возмущения (определяемая по смещению каждого отдельного пика толщины пленки между двумя записями, полученными разными датчиками), амплитуда индивидуальных волн возмущения (толщина пленки в точке максимума волны), время разделения соседних волн возмущения, расстояние между соседними волнами возмущения. В отдельных работах измерялись продольный размер волн возмущения, L_w , и отдельно их передних и задних склонов. Эти характеристики обычно определяются во временной области и преобразуются в длину умножением на скорость волны. Координаты начала и конца волны возмущения определяются, как правило, по пересечению дополнительного порогового значения толщины пленки. В работах Schubring et al. (2010a, b) для идентификации волн возмущения и последующего измерения их размеров использовался критерий локальной шероховатости поверхности пленки. Еще одной производной величиной является доля поверхности пленки, занятой волнами возмущения, т.н. скважность ('intermittency') волн возмущения, Int . Эта величина может определяться как отношение среднего продольного размера всех волн возмущения во временной области к среднему

времени разделения между волнами возмущения. Косвенным способом ее измерения является определение доли значений толщины пленки, лежащих выше определенного порогового значения.

Прямые способы измерения характеристик волн возмущения, безусловно, информативнее косвенных, однако они требуют выработки четкого критерия идентификации волн возмущения. При анализе временных записей практически единственным критерием такого плана являются амплитудные характеристики (см. выше). При этом поверхность волн возмущения и остаточного слоя покрыта волнами ряби, что затрудняет сравнительный анализ величины локальных максимумов. Для устранения этой проблемы требуется фильтрация таких максимумов, вносящая дополнительную неопределенность / субъективность в анализ записей толщины пленки. Выбор одного порогового значения амплитуды может привести либо к потере части волн возмущения, амплитуда которых окажется в данный момент времени ниже порогового значения ("ложные отрицательные срабатывания" алгоритма), либо к учету части волн ряби как волн возмущения ("ложные положительные срабатывания"). Результатом различия в тонкостях методов обработки данных является значительный разброс в количественных характеристиках волн возмущения. Данные различных авторов по частоте волн возмущения, полученные в одних и тех же условиях, могут показывать различие до 50% (ср. Hall Taylor et al. 1963 и Nedderman & Shearer 1963).

Перечисленные характеристики волн возмущения дополнительно испытывают влияние условий эксперимента, которые могут сильно различаться в работах различных авторов. В число таких факторов входят: расходы жидкости и газа; физические свойства жидкости и газа; форма, размер и ориентация канала; расстояние от входа в канал; наличие и характеристики теплового потока, а также фазовых и химических превращений (см. 1.2.4). Исследователями регулярно предпринимаются попытки эмпирического обобщения свойств волн возмущения, однако успешность таких попыток невысока (см. 1.4.1). Тем не менее, можно говорить об общих качественных закономерностях, описывающих зависимость характеристик волн от режимных параметров. Так, например, практически в любых условиях **скорость и частота** следования волн возмущения линейно растут с ростом скорости газа (Azzopardi 1986, Wolf et al. 2001, Han et al. 2006, Paras et al. 1994, Mikhalkina & Nikolaev 2008, Belt et al. 2010, Farias et al. 2012, Setyawan et al. 2014). В опускном течении линейная зависимость частоты от скорости газа наблюдается при достаточно высоких скоростях газа; ниже определенной скорости газа частота крупных волн характеризуется небольшим, не зависящим от скорости газа, значением (Webb & Hewitt 1975, Thwaites et al. 1976). Увеличение расхода жидкости также приводит к повышению этих характеристик, однако менее выраженному и не линейному (зависимость $V(Re_L)$ близка к корневой, Belt et al. 2009). Tomida & Okazaki (1974) сравнивали скорость волн возмущения со

средней скоростью жидкости и получили соотношение между этими величинами, равное 1,2 в области больших расходов жидкости. **Амплитуда** волн возмущения возрастает с расходом жидкости и снижается с ростом скорости газа (Chu and Dukler, 1975, Дейч и Тетера 1980, Bousman 1994, Sawant et al. 2008b, Han et al., 2006, Belt et al. 2010). При представлении амплитуды в безразмерном виде, $(h_{\max}-h_{\min})/(h_{\max}+h_{\min})$ амплитуда волн не зависит от скорости газа (Николаев и др. 1989, Mikhalkina & Nikolaev 2008). Сходное поведение демонстрируют толщина остаточного слоя жидкости (Han et al., 2006; Thwaites et al., 1976). Согласно Han et al. (2006), скорость жидкости в остаточном слое в 10-15 раз меньше скорости волн возмущения. **Расстояние** между волнами возмущения уменьшается с расходами фаз (Hall Taylor et al. 1963, Azzopardi, 1986, Han et al. 2006), достигая насыщения при достаточного высоких расходах жидкости (Dasgupta et al., 2017; Nedderman and Shearer, 1963).

Результаты измерения **скважности** волн возмущения достаточно противоречивы, поскольку разными авторами (Schadel and Hanratty, 1989, Paras et al. 1994, Schubring et al. 2010a,b) используются различные способы идентификации волн возмущения. В последней работе было проведено сравнение и показано, что разные способы определения волн возмущения дают существенно различные результаты. В целом можно утверждать, что скважность варьируется в интервале от 0,1 до 0,4 и возрастает главным образом за счет повышения расхода жидкости, в то время как влияние скорости газа на скважность мало. **Продольный размер** волн возмущения слабо растёт с увеличением расхода жидкости и слабо уменьшается с ростом скорости газа (Belt et al., 2010; Schubring et al., 2010a), либо практически не зависит от скорости газа (Wang et al. 2004). В работе Chu & Dukler (1975) обнаружено, что продольный размер волн возмущения во временной области уменьшается с ростом скорости газа и расхода жидкости, однако причиной такого поведения может быть рост скорости волн. Анализ поведения продольного размера в пространственной области в этой работе не проводился.

Помимо средних значений характеристик волн в отдельных работах приводятся распределения индивидуальных волн по амплитудам (Azzopardi 1986), скоростям (Hall Taylor & Nedderman 1968), продольному размеру, времени разделения (Hall Taylor et al. 1963). Chu & Dukler (1975) получили двугорбое распределение волн по амплитуде, в котором горбы соответствовали волнам возмущения и волнам ряби на поверхности остаточного слоя. Согласно данным этой работы, амплитуда волн ряби практически не зависит от расходов жидкости и газа. Вполне возможно, это связано с низким пространственным разрешением измерительной методики. Распределения волн возмущения по скоростям (Hall Taylor & Nedderman 1968) могут быть описаны нормальным распределением, при этом стандартное отклонение слабо зависит от скорости газа. Распределения по времени разделения имеют сложную структуру, что дало повод описать эти распределения как комбинацию нескольких нормальных распределений с

"предпочтительным" временем разделения. Sekoguchi & Takeishi (1989) утверждают, что разброс волн возмущения по скоростям составляет $\pm 20\%$ от средней скорости волн возмущения, $\langle V_{DW} \rangle$. Соответственно, в их экспериментах все волны со скоростями менее $0,8 \langle V_{DW} \rangle$ считаются эфемерными волнами, а со скоростями более $1,2 \langle V_{DW} \rangle$ - огромными волнами. Mori et al. (1999) приводят данные в виде распределений волн возмущения и огромных волн по скорости, амплитуде и продольному размеру, уделяя особое внимание двугорбой структуре распределений в условиях сосуществования волн возмущения и огромных волн.

В работе Belt et al. (2010) распределения волн возмущения по времени разделения были описаны гамма-распределением. На основе этого было выдвинуто предположение, что волны возмущения возникают благодаря возмущениям поверхности газовым потоком и на первых этапах могут быть описаны распределением Пуассона. Впоследствии ансамбль волн возмущения приобретает конечный вид (распределение трансформируется в гамма-распределение) вследствие слияний волн возмущения. Анализ распределений по амплитуде волн возмущения показал, что, хотя наиболее вероятная амплитуда волн возмущения не зависит от расхода жидкости, разброс по амплитуде и максимальное значение существенно выше в случае больших расходов жидкости. Распределения по продольному размеру волн возмущения практически идентичны в широком диапазоне расходов фаз. Считается, что характеристики индивидуальных волн возмущения (в первую очередь, скорость) зависят от их амплитуды. Это справедливо для нелинейных волн на стекающих пленках жидкости (Nakoryakov et al. 1976), и подтверждено в ряде работ по исследованию волн возмущения, см. Черданцев (2006) и Azzopardi (1997).

1.2.4. Влияние условий эксперимента на характеристики волн возмущения

Данные по частоте следования волн возмущения принято обобщать эмпирической корреляцией, использующей число Струхала и параметр Локарта-Мартинелли. Согласно этой зависимости, увеличение **диаметра канала** приводит к уменьшению частоты следования волн возмущения (Alamu & Azzopardi 2011). Согласно Schubring & Shedd (2008), частота волн возмущения обратно пропорциональна диаметру канала (показатель степени возрастает для каналов большого диаметра). В работе Schubring & Shedd (2009b) был отмечен различный характер зависимости частоты от скорости газа: линейный в каналах малого диаметра (9 и 15 мм) и квадратичный в канале большого диаметра (27 мм). Последнее, возможно, связано с потерей двумерности волн возмущения при увеличении диаметра канала (см. 1.2.6). Скорость волн возмущения слабо понижается с диаметром канала (Kaji & Azzopardi 2010). Анализ литературы на предмет исследования влияния диаметра канала на характеристики волн возмущения

затрудняется тем фактором, что ряд авторов использует для описания расхода жидкости среднерасходную скорость жидкости, не привязанную к плотности орошения.

Повышение **вязкости рабочей жидкости** задерживает переход к волнам возмущения: при неизменном числе Рейнольдса жидкости переход происходит при более высоких скоростях газа (Hall Taylor & Nedderman, 1968), а также приводит к существенному понижению частоты следования волн возмущения при неизменных расходах жидкости и газа (Mori et al. 1999). Также повышение вязкости приводит к росту толщины пленки и амплитуды волн возмущения (Bousman 1994). Уменьшение **поверхностного натяжения** незначительно ускоряет переход к появлению волн возмущения (Hall Taylor & Nedderman, 1968), а также снижает амплитуду и частоту следования волн возмущения, но повышает продольный размер, делая склоны волн менее крутыми (Bousman 1994). Thwaites et al. (1976), Al-Sarkhi & Hanratty (2001), Fernandes et al. (2004), Al-Sarkhi (2012) исследовали свойства волн при добавлении **снижающих трение полимеров**. Добавление полимеров вызывает снижение частоты волн возмущения за счет увеличения толщины остаточного слоя. Было обнаружено, что в этом случае подавляется амплитуда волн, что, в свою очередь, подавляет унос жидкости в дисперсную фазу.

Sawant et al. (2008b) исследовали влияние **давления в системе** на амплитуду, частоту следования, скорость и расстояние между волнами возмущения. Было показано, что данные по скорости и амплитуде при разных давлениях лучше всего обобщаются модифицированным числом Вебера, учитывающим изменение плотности газа, а данные по частоте следования и расстоянию между волнами - числом Рейнольдса газа. Согласно Azzopardi (1986), повышение плотности газа при неизменной скорости газа приводит к росту частоты следования волн возмущения и понижению их скорости. Влияние давления на скорость волн также исследовалось в работах Sekoguchi et al. (1992), Wang et al. (2017).

Geraci et al. (2007) исследовали **влияние наклона канала** на асимметрию пленки жидкости и характеристики волн возмущения. Асимметрия пленки понижается с повышением угла наклона канала к горизонту. Это вызывает рост частоты и амплитуды волн возмущения в верхней части канала одновременно с понижением этих характеристик в нижней его части. Сходный анализ был проведен Al-Sarkhi et al. (2012b). Изменение амплитуды волн возмущения вдоль азимутальной координаты при течении в горизонтальной трубе повторяет изменение средней толщины пленки жидкости (амплитуда уменьшается при приближении к верхней части канала), однако частота следования волн возмущения практически неизменна по азимутальной координате (Li et al. 1999). Последняя закономерность нарушается при малых скоростях газа (Jayanti et al. 1990). Pitton et al. (2014) отмечают, что волны возмущения практически неразличимы в верхней части трубы, делая вывод, что перенос жидкости по азимутальной координате не связан с волнами возмущения. Насколько известно автору, ранее (до работы

Vasques et al. 2018, результаты которой будут описаны в главе 4) не проводилось систематического сравнения характеристик волн возмущения в каналах различной ориентации при прочих равных условиях. Как правило, авторы ограничиваются утверждением, что при достаточно высоких скоростях газового потока влиянием ориентации потока можно пренебречь.

Bousman (1994), De Jong & Gabriel (2003), Wang et al. (2004) измеряли характеристики волн возмущения в условиях **микрогравитации**. Основным результатом работы De Jong & Gabriel (2003) стал вывод о слабом влиянии силы тяжести на скорость, амплитуду и частоту волн возмущения при достаточно высоких расходах газа и жидкости. В то же время, согласно измерениям Wang et al. (2004) амплитуда волн возмущения в условиях микрогравитации практически в два раза меньше, а толщина остаточного слоя, напротив, в полтора-два раза выше, чем при нормальной силе тяжести. MacGillivray & Gabriel (2003) дополнительно проводили эксперименты в условиях повышенной гравитации. Было показано, что величина силы тяжести не влияет на среднюю толщину пленки жидкости, однако влияет на характеристики волн возмущения. Han & Gabriel (2006) исследовали влияние перепада давления на волновые характеристики в условиях нормальной и микрогравитации.

Как сообщается в работе Barbosa et al. (2003), при повышении теплового потока на стенке канала происходит снижение частоты волн возмущения за счет утоньшения пленки жидкости. В работе отмечается понижение теплообмена под волнами возмущения из-за локального утолщения пленки, а также понижение температуры насыщения вследствие понижения давления в газе над волной возмущения.

1.2.5. Формирование и развитие волн возмущения

Волны возмущения формируются на сравнительно небольшом расстоянии от входа в канал, см. Hanratty & Engen (1957), Hall Taylor et al. (1963). В работе Zhao et al. (2013) появление волн возмущения фиксировалось на расстоянии 5-10 диаметров канала ($D=32,4$ мм) от входа. Выше по потоку Zhao et al. (2013) наблюдали волны, характеризующиеся сравнительно малой амплитудой и длиной волны. Эти волны были обозначены как "волны ряби". Pham et al. (2014) фиксировали акты отрыва капель на расстоянии в несколько сантиметров от точки первичного контакта фаз. Было показано, что уже на таком расстоянии происходит формирование "единичных гребней возмущений" ('singlet disturbance crests'), разрушение которых приводит к срыву капель.

Исследователями были выдвинуты две гипотезы, описывающие физический механизм формирования волн возмущения. В ряде работ (Hanratty & Engen 1957, Hanratty & Hershman 1961, Andreussi et al. 1985, Bruno & McCready 1988) развивалась идея о том, что волны

возмущения формируются благодаря **неустойчивости поверхности пленки к длинноволновым возмущениям**. В частности, Andreussi et al. (1985) были получены режимные границы условия существования волн возмущения в горизонтальном потоке, показавшие удовлетворительное согласие с экспериментом. Hanratty & Engen (1957) было отмечено, что, хотя на поверхности пленки до перехода к волнам возмущения присутствуют мелкомасштабные волны ряби, их наличие не обязательно для формирования волн возмущения. Последнее утверждение было подтверждено экспериментально путем добавления в жидкость поверхностно-активных веществ, подавляющих мелкомасштабные волны. По словам авторов, волны возмущения все равно формировались в таких условиях.

Другая гипотеза, выдвинутая Martin & Azzopardi (1985), утверждает, что волны возмущения возникают благодаря **"всплескам турбулентности"** ("turbulent bursts") в жидкой фазе. Такие всплески наблюдались в однофазных потоках (Kim et al. 1971, Heidrick et al. 1977 a,b, Barenblatt et al. 1987, Johnson & Fashifar 1994, Coughlin & Marcus 1996); была измерена характерная частота всплесков и построена корреляция, связывающая частоту с трением на стенке. Сравнение оценки частоты всплесков по данной корреляции для турбулентного потока газа в приближении гладкой поверхности пленки с экспериментально измеренной частотой следования волн возмущения на расстоянии 30 см от входа в канал показало удовлетворительное соответствие между двумя величинами и рассматривалось Martin & Azzopardi (1985) как подтверждение этой гипотезы.

В ряде других работ волны возмущения также рассматривались как волны, возникающие вследствие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Оценка их частоты проводилась в двух предположениях: либо как волн максимального роста (Hewitt & Hall Taylor 1970), либо как волн, длина которых соответствовала длине волны нейтральных возмущений (Holowach et al. 2002). Последнее предположение основывалось, по-видимому, на наблюдении Hall Taylor et al. (1963), что вдали от входа в канал волны возмущения движутся с постоянной скоростью на протяжении больших расстояний, а следовательно, инкремент нарастания их амплитуды равен нулю. В действительности такое поведение наблюдается лишь на больших расстояниях от входа в канал, где течение считается установившимся. Вблизи входа в канал, в области после формирования волн возмущения, происходит существенная перестройка течения. Только что сформированные волны возмущения характеризуются высокой частотой следования и значительным разбросом по скоростям. Как следствие, на этом участке течения происходит множество актов взаимодействия волн при пересечении их пространственно-временных траекторий (т.е., когда более быстрая волна настигает более медленную). Такое взаимодействие, как правило, заканчивается слиянием волн возмущения, что приводит к достаточно быстрому снижению частоты следования волн возмущения вниз по потоку (Hall

Taylor & Nedderman 1968). В данных Damsohn & Prasser (2009) приводится пример пересечения волн возмущения без слияния, однако речь идет, скорее всего, о поглощении и генерации волной возмущения волн медленной ряби либо эфемерных волн (см. 1.2.1 и главу 4). Сценарии слияния индивидуальных волн возмущения были описаны в работах Hall Taylor et al. (1963) и Nedderman & Shearer (1963) в терминах соотношения скоростей взаимодействующих волн возмущения и результирующей волны. Было обнаружено сравнительно большое количество сценариев слияния и выяснено, что наиболее часто реализовался сценарий, при котором волна, образующаяся в результате слияния, двигалась со скоростью, равной скорости более быстрой (настигающей) волны. С увеличением расстояния количество волн возмущения снижается, расстояние между ними увеличивается, и, предположительно, уменьшается разброс по скоростям. Считается, что вдали от входа в канал количество слияний стремится к нулю.

В ряде работ (Webb & Hewitt 1975, Wolf et al. 2001, Hazuku et al. 2008, Zhao et al. 2013) исследовалось влияние расстояния от входа в канал на характеристики волн возмущения. Помимо уже упомянутого снижения частоты, было показано, что средняя толщина пленки, а также амплитуда волн возмущения и толщина остаточного слоя снижаются с расстоянием от входа в канал. Скорость волн возмущения возрастает вблизи входа в канал (в области интенсивных слияний волн возмущения) и впоследствии достигает равновесия вдали от входа. Согласно Wolf et al., для установления основных характеристик волн возмущения требуется расстояние в 100-150 диаметров канала. В данных Wolf et al. можно наблюдать небольшой локальный максимум в зависимости скорости от расстояния вниз по потоку в промежуточной области. Согласно объяснению, предложенному Wolf et al. (2001), начальное ускорение волн возмущения происходит благодаря ускорению потока газа: так как поток из-за трения испытывает уменьшение статического давления, ожидается, что динамическое давление (и, соответственно, скорость потока) будет возрастать с расстоянием от входа, а скорость волн возмущения будет увеличиваться благодаря росту скорости потока газа. Тем не менее, согласно данным, приводимым в этой работе, падение давления в области ускорения волн возмущения составляет 1-2%, а скорость вырастает на 10%. Установление скорости вдали от входа (в том числе слабое замедление волн после достижения локального максимума) происходит, согласно Wolf et al., вследствие отрыва капель с поверхности пленки и уноса их в ядро газового потока. Это приводит к уменьшению средней толщины пленки и замедлению волн. Другим объяснением наблюдаемого ускорения волн возмущения в начальной области является изменение скорости в результате слияний волн. Так, в рамках наиболее часто реализующегося сценария из распределения волн по скоростям должны постепенно исчезать наиболее медленные волны, что приводит к росту средней скорости волн. Вдали от входа в канал слияния прекращаются, и волны движутся без взаимодействия с постоянной скоростью.

1.2.6. Трехмерность волн возмущения

Локальная толщина пленки жидкости неравномерна по поперечной / азимутальной координате. Волны могут иметь конечный поперечный размер, искривленные или скошенные относительно направления течения фронты, а также сложным образом взаимодействовать друг с другом в трехмерном пространстве. Изучение трехмерности важно, как минимум, для того, чтобы исключить неточную или ошибочную интерпретацию данных, которая может возникнуть при изучении трехмерного течения двумерным методом. Например, попадания боковых краев трехмерных волн в область измерения приводят к занижению средней амплитуды волн и увеличению разброса волн по амплитуде. Кроме того, многие процессы волновой эволюции и обмена дисперсной фазой по определению трехмерны, и их экспериментальное описание требует проведения экспериментов в трехмерной постановке.

Для тонких стекающих пленок жидкости волны двумерны лишь вблизи распределителя; ниже по потоку двумерные волны разрушаются на трехмерные благодаря поперечной неустойчивости гребней волн (см. Алексеенко и др. 1992, Alekseenko et al. 2012b, Kharlamov et al. 2015). Вследствие развития такой неустойчивости формируются уединенные трехмерные волны, имеющие, как правило, подковообразную форму (Adomeit & Renz 2000, Guzanov et al. 2017). Трехмерные уединенные волны движутся практически независимо от соседних волн, периодически сливаясь и снова распадаясь. Такое течение получило название "солитонный газ". Интересно, что наличие потока газа в определенной степени способствует повышению двумерности волн, равно как и повышение вязкости рабочей жидкости (Clark et al. 2001).

При обдуве тонких пленок жидкости высокоскоростным потоком газа волны также трехмерны. Asali & Hanratty (1993), получив двукратное расхождение измеренной длины волн с рассчитанной ими длиной волны максимального роста, предложили объяснить это расхождение трехмерностью волн. Со ссылкой на работу McLean et al. (1981), в которой изучалось нарушение двумерности морских волн, приводящее к значительному понижению их амплитуды на примерно половине их ширины, было выдвинуто предположение, что нечто схожее наблюдается и в исследуемом случае. Этим же режимам течения посвящена работа Ohba & Nagaе (1993), в которой трехмерность волн занимает центральное место. Авторы разделяют волны на различные типы именно по поперечному размеру: волны ряби имеют поперечный размер, сравнимый с продольным. Волны другого типа занимали весь поперечный размер области измерений. На основании этого наблюдения было сделано предположение, что такие волны замыкаются в кольцо вокруг периферии канала, и в результате такие волны получили название кольцевых. Как будет показано в главе 3, такое название ошибочно. Авторами было сделано предположение, что кольцевые волны возникают вследствие слияния волн ряби.

В режимах течения с уносом жидкости в дисперсную фазу не только мелкомасштабные волны ряби, но и крупномасштабные волны возмущения имеют конечный поперечный размер. Так, согласно Hewitt and Lovegrove (1969), Martin and Azzopardi (1985), Sekoguchi et al. (1985), Bousman (1994), Belt et al. (2010), проводивших измерения, главным образом, методом проводимости, волны возмущения замыкаются в кольцо в каналах малого диаметра (менее 30 мм). В каналах большего диаметра можно встретить волны с поперечным размером меньше периметра канала ("локализованные по поперечной координате"). Okada et al. (1995) провели систематическое исследование посредством визуализации потока в трубе диаметром ~30 мм. В результате было обнаружено сосуществование "двумерных" (замкнутых в кольцо) и "трехмерных" (локализованных по поперечной координате и имеющих кривые фронты) волн возмущения. Также было показано, что доля трехмерных волн заметно возрастает при повышении скорости газа.

На основе вышеизложенного можно сделать следующие умозрительные выводы:

- 1) Волны возмущения в одном и том же течении могут существенно различаться по поперечному размеру.
- 2) При течении в круглой трубе, периметр которой меньше поперечного размера данной волны возмущения, волна может замкнуться в кольцо и стать устойчиво двумерной. При этом волны с меньшим поперечным размером останутся трехмерными и могут иметь подковообразную форму.
- 3) Средний поперечный размер уменьшается с ростом скорости газа (а также может зависеть от других параметров потока).

Амплитуда даже кольцевых волн возмущения может быть существенно неравномерной по азимутальной координате (см. профили волн в работах Sekoguchi & Takeishi 1989, Belt et al. 2010). Belt et al. (2010) также отмечают, что такие волны могут быть ориентированы не строго поперек потока, а также иметь неравномерный продольный размер по азимутальной координате. В работе Zhao et al. (2013) исследовалось развитие трехмерности волн возмущения вниз по потоку. Посредством кросскорреляционного анализа записей толщины пленки, полученных датчиками, различающихся азимутальной координатой, было продемонстрировано, что степень двумерности волн возмущения возрастает вниз по потоку. Явление было объяснено поперечным ростом волн возмущения.

Вопрос о трехмерной структуре волн также связан с вопросом о значимости формы канала, в частности, о влиянии боковых стенок прямоугольного канала на волновые характеристики. Так, Vlachogiannis et al. (2010), Leontidis et al. (2010) исследовали форму крупных волн, возбужденных пульсациями расхода на поверхности наклонной пленки жидкости, стекающей в отсутствие газового потока. Было показано, что номинально двумерные волны приобретают

подковообразную форму из-за боковых стенок канала. Также в окрестности стенок понижается крутизна фронтов волн. Можно ожидать сходного воздействия боковых стенок на форму волн возмущения при течении обдуваемых газом пленок жидкости. Naas et al. (2011) в сходной постановке обнаружили повышение толщины пленки непосредственно на боковой стенке канала из-за капиллярных эффектов, однако на некотором расстоянии от стенки был зафиксирован локальный максимум скорости жидкости. Возможно, аналогичный максимум вызывает снижение толщины пленки вблизи углов канала в дисперсно-кольцевом потоке, обнаруженное Shedd & Newell (2004). Этот вопрос будет рассмотрен в главе 4.

1.2.7. Измерения поля скорости в жидкой и газовой фазах

Измерение поля скорости в пленках жидкости представляется весьма сложной технической задачей. Измерения необходимо проводить в ограниченном объеме шириной в доли миллиметра, значительная часть которого располагается вблизи твердой стенки либо межфазной поверхности. Межфазная поверхность возмущена проходящими волнами, что приводит к постоянному изменению размеров области измерений, а также неравномерной освещенности и созданию ложных изображений трассеров из-за отражения от межфазной поверхности (Adomeit & Renz 2000). Кроме того, задача осложняется значительной разницей между продольной и поперечной компонентами вектора скорости, а также продольным и поперечным размером рабочей области. Тем не менее, в пленках, стекающих под действием силы тяжести, было проведено большое количество измерений скорости жидкости с помощью различных методов, таких как метод отслеживания фотохроматических добавок (photochromic dye tracing, PDT, Ho and Hummel, 1970, Karimi & Kawaji 1998, 2000), термоанемометрии (hot-wire anemometry, Ueda and Tanaka, 1975), стробоскопической визуализации (Alekseenko et al. 1985a, b), лазер-доплеровской анемометрии (Mudawar and Houpt, 1993), цифровой трассерной визуализации (PIV, Adomeit & Renz 2000, Charogiannis et al. 2015, 2017). Было показано, что профиль скорости в стекающих пленках жидкости является параболическим, с некоторыми вариациями вдоль профиля волны (Alekseenko et al. 1985, Charogiannis et al. 2015), а при больших расходах жидкости и сильном волнении поверхности пленки в толще жидкости возникают пятна турбулентности (Karimi & Kawaji 2000).

Одним из важных вопросов в этой области является предполагаемое наличие вихревого движения под гребнями крупных волн, предсказываемое многими теоретическими моделями (Brauner & Maron 1983, Trifonov 2007). В работе Alekseenko et al. (2007) было проведено исследование мгновенных полей скорости в крупномасштабных структурах, движущихся по поверхности жидкого ривулета, стекающего по нижней части наклонного цилиндра. Были обнаружены крупномасштабные вихри, занимающие практически весь объем такой структуры;

однако такие структуры представляют собой скорее крупные капли, нежели волны. Вихревое движение и связанное с ним возвратное течение было обнаружено в области капиллярного предвестника волн электродиффузионным методом (Tihon et al. 2003) и методом PIV (Dietze and Kneer, 2011). Zadrazil & Markides (2014) обнаружили мелкомасштабные локальные вихри в крупных волнах на поверхности пленок жидкости, стекающих при больших числах Рейнольдса. При измерениях поля скорости в пленках жидкости, обдуваемых высокоскоростным потоком газа, сложность задачи возрастает. Уменьшается толщина пленки жидкости, повышается уровень оптических искажений вследствие более сильного возмущения межфазной поверхности, возрастает нерегулярность волн, повышаются значения и поперечные градиенты продольной скорости, возрастает уровень турбулентности, в пленке появляются пузырьки газа, вносящие дополнительные искажения. В результате работ, посвященных исследованию скорости в пленке жидкости в дисперсно-кольцевом течении, крайне мало.

Существует некоторое количество работ, в которых гипотезы о профиле скорости в пленке жидкости проверялись на основе т.н. треугольных соотношений между расходом жидкости, касательным напряжением трения на межфазной поверхности и средней толщиной пленки жидкости (см. Hewitt & Hall Taylor 1970). Как правило, считается, что продольная компонента скорости жидкости описывается т.н. универсальным профилем скорости, выводимого из описания турбулентного пограничного слоя фон Кармана для однофазного потока:

$$y^+ < 5: \quad u^+ = y^+ \quad \text{Вязкий ("ламинарный") слой}$$

$$5 \leq y^+ < 30: \quad u^+ = -3.05 + 5 \ln y^+ \quad \text{Буферный слой}$$

$$y^+ > 30: \quad u^+ = 5.5 + 2.5 \ln y^+, \quad \text{Турбулентный слой}$$

$$\text{где } u^+ = u / u^*; u^* = \sqrt{\tau_w / \rho}; y^+ = u^* \rho y / \mu.$$

В модели Jensen (1987) была предложена модификация такого профиля, получаемая инверсным отражением универсального профиля от 0 до $h/2$ в интервале от $h/2$ до h , подразумевающая наличие сдвигового слоя также вблизи межфазной поверхности. В модели Dobran (1983) закладывается универсальный профиль скорости в остаточном слое жидкости, а в волнах профиль модифицируется изменением эффективной вязкости жидкости.

Korplin (2004) использовал захваченные пленкой пузырьки газа как трассеры для исследования скорости жидкости в пленке. Было показано, что такие пузырьки характеризуются малыми числами Стокса, и был развит метод измерения скорости по следу пузырьков (bubble streak velocimetry). При съемке с большим временем экспозиции изображения пузырьков складывались в вытянутые следы, по длине которых можно было оценить скорость движения. Для определения направления движения использовалось освещение с периодически меняющимся цветом. Метод не дает информации о расстоянии от пузырька до стенки канала, а

также о локальной толщине пленки жидкости, поэтому анализ данных проводился путем сопоставления положения пузырьков с качественным визуальным анализом объектов на поверхности пленки (гладкая пленка, волны ряби, волны возмущения). Основное внимание уделялось измерению азимутальной компоненты скорости жидкости при дисперсно-кольцевом течении в горизонтальной трубе.

С целью получения представления о профиле скорости в жидкости Hewitt et al. (1990) отслеживали движение фотохромного красителя в жидкости. Был получен приблизительно линейный профиль скорости в остаточном слое и профиль, близкий к параболическому, в волнах возмущения. Schubring et al. (2009) применили метод cross-sectional micro-PIV к исследованию профиля скорости в обдуваемой газом пленке жидкости в горизонтальном дисперсно-кольцевом течении в прямоугольном канале при сравнительно невысоких (до 16 м/с) скоростях газа. Измерения проводились отдельно в остаточном слое жидкости и в волнах возмущения. Значения продольной скорости на больших расстояниях от стенки заметно превышают значения, предсказываемые универсальным профилем скорости. Профиль скорости в волнах возмущения вблизи стенки получить не удалось, однако экстраполяция полученного профиля в сторону стенки показывает, что трение на стенке под волнами возмущения выше трения под остаточным слоем. Последняя закономерность была также обнаружена в экспериментах Miya et al. (1971), в которых мгновенное трение на стенке измерялось термоанемометром, вмонтированным заподлицо в стенку канала. Также Schubring et al. (2009) было показано, что в волнах возмущения присутствует турбулентность, проявляющаяся в виде крупномасштабных вихрей, в то время как в остаточном слое может существовать лишь затухающая турбулентность. Zadrazil & Markides (2014) применили PIV и PTV подходы в опускном течении в круглой трубе. Были получены усредненные профили продольной компоненты скорости. Ashwood et al. (2015) применили метод micro-PIV для исследования восходящего течения в прямоугольном канале. В рамках этого подхода измерялось среднее значение продольной компоненты скорости жидкости на фиксированном расстоянии от стенки, определяемой фокусным расстоянием объектива с очень малой глубиной резкости. В результате были получены усредненные профили скорости без разделения на волны возмущения и остаточный слой. Как и в работе Schubring et al. (2009), было получено заметное превышение скорости вдали от стенки по сравнению с универсальным профилем скорости. Авторами были предложены поправки к коэффициентам в буферном и турбулентном слоях. Cioncolini et al. (2015), проанализировав результаты измерений Ashwood et al. (2015), а также ряд работ, посвященных измерению средней толщины пленки жидкости, предположили, что поправки следует применить не к коэффициентам, а к границам слоев, сдвинув их от значений $y^+=5$ и $y^+=30$ к $y^+=9$ и $y^+=40$, соответственно. В работе Vassalo (1999) проводились измерения

среднего по времени профиля скорости в жидкой пленке при помощи термоанемометра. В этих измерениях толщина вязкого подслоя тоже оказалась выше, чем в однофазном случае (граница расположена при $y^+=14$).

Также в ряде недавних работ проводились измерения профиля скорости и оценка межфазного трения при обдуве толстых слоев жидкости. Различные эксперименты проводились: в газовой фазе над толстым слоем жидкости (Shaikh & Siddiqui 2010, Buckley & Veron 2016, 2017, 2018, Vollestad et al. 2018), в обеих фазах при обдуве газом толстого слоя жидкости (Andre & Bardet 2014, 2015a,b, 2017a,b), в обеих фазах в стратифицированно-волновом режиме течения в горизонтальной трубе (Turney et al. 2009, Birvalski et al. 2014, 2016, Ayati et al., 2014, 2017, Bae et al. 2017). В таких режимах толщина слоя жидкости составляет несколько миллиметров, что значительно облегчает измерения. В основном эти эксперименты проводились в случае малых скоростей потока газа (порядка нескольких метров в секунду), однако даже в этих "мягких" условиях было показано сильное возмущение течения в обеих фазах наличием волн на межфазной поверхности. Кроме того, был получен ряд интересных качественных результатов, таких, как замедление потока газа в следе крупных волн (см. также моделирование Guo et al. 2016) и вариация межфазного трения вдоль профиля волны. Подобные явления могут реализоваться в условиях дисперсно-кольцевого течения, причем иметь в этих условиях более выраженный характер. Вариация трения и давления вдоль профиля волны также исследовалась в работах Miya et al. (1971), Buckles et al. (1984), Abrams & Hanratty (1985), Liu et al. (2007), Shaikh & Siddiqui (2010), Rapp & Mannhart (2011), главным образом, через измерения на твердом профиле волны. Hanratty & Engen (1957), Azzopardi (1999), Yoshida et al. (2005), van't Westende et al. (2007) исследовали профиль скорости в газовой фазе в дисперсно-кольцевом течении. Результатом измерений стал турбулентный профиль скорости, более заостренный по сравнению с профилем в однофазном потоке, с более сильными турбулентными пульсациями, что соответствует поведению профиля в однофазном потоке при повышении шероховатости стенок канала. Также в потоке наблюдаются низкочастотные когерентные структуры, предположительно связанные с взаимодействием с волнами на поверхности пленки жидкости.

1.3. Процессы обмена дисперсной фазой

1.3.1. Механизмы срыва капель с поверхности пленки

Срыв капель с поверхности пленки и унос их в ядро газового потока оказывает существенное влияние на интегральные характеристики потока, усиливает перемешивание и теплообмен, повышает вероятность формирования сухих пятен на нагреваемых стенках канала. Отрыв капель является одним из наиболее сложных для понимания явлений, реализующихся в дисперсно-кольцевом течении, и его теоретическое описание представляет собой один из самых серьезных вызовов при моделировании дисперсно-кольцевого течения. Исследователями было предложено более десятка гипотез, описывающих механизм срыва капель с поверхности пленки. В работе Ishii & Grolmes (1975) было проведено обобщение гипотез, выдвинутых на тот момент; гипотезы, не отраженные в этой работе, были предложены позднее. Часть из гипотез не имеет прямого отношения к волновой структуре пленки жидкости:

- 1) Одной из причин срыва капель является вторичный брызгоунос при ударах капель, осаждающихся из газового потока, по поверхности пленки жидкости. Формирование вторичных капель при ударах капель о поверхность жидкости описано во множестве экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию падения крупных капель на покоящуюся поверхность жидкости (см. подробнее в разделе 1.3.3). Многие авторы, осуществлявшие визуализацию дисперсно-кольцевого течения, сообщают о существовании этого явления в дисперсно-кольцевом потоке. Из недавних работ заслуживает внимания работа Pham et al. (2014). В общем случае вторичный брызгоунос может происходить: а) посредством разрушения струек, формирующихся на краю короны вокруг кратера, образованного ударом капли, б) при разрушении центральной струи (струи Вортингтона), образующейся после схлопывания кратера, когда жидкость устремляется в центр кратера.
- 2) При разрушении пузырьков газа, захваченных пленкой жидкости, отрыв капель может происходить двумя основными способами: а) при схлопывании пузырька формируется центральная струя, сходная со струей, формируемой при схлопывании кратера, см. предыдущий механизм, б) при разрыве газовым потоком верхней границы крупного пузырька, захваченного тонким слоем жидкости, см. Hewitt & Hall Taylor (1970), Ishii & Grolmes (1975). Этот механизм также подтвержден экспериментальными наблюдениями.
- 3) В определенном узком диапазоне режимных параметров в течении могут формироваться жидкие перемычки ('liquid bridges'), перекрывающие сечение канала. Прорыв этих перемычек газовым потоком приводит к образованию капель (3а). Этот механизм опосредованно связан с волновой структурой, поскольку формирование таких перемычек может быть результатом развития волн на поверхности пленки. Можно ожидать, что такой механизм реализуется при

высоких расходах жидкости и низких расходах газа в каналах достаточно малого диаметра. Ishii & Grolmes (1975) описывают этот механизм в восходящем потоке, однако Milan et al. (2014) наблюдали его экспериментально в опускном течении. Фактически, он реализуется вблизи режимной границы между кольцевым и перемежаемым режимами течения в восходящем потоке и на границе перехода к снарядному режиму в опускном потоке. Интересным частным случаем такого механизма является формирование центральной струи в центре "носика" пузыря Тэйлора в снарядном режиме в опускном течении (Milan et al. 2013). Такая струя, скорее всего, имеет ту же природу, что и струя Вортингтона, формируясь при стекании жидкости к центру пузыря Тэйлора (36).

4) Zhang et al. (2015) была предложена гипотеза, приписывающая основную роль в процессе срыва капель крупным вихрям в газовой фазе. Согласно этой гипотезе, вихри, дрейфуя поперек потока, могут достичь поверхности пленки и, взаимодействуя с ней, "выметать" капли из пленки. На основе Колмогоровского спектра турбулентности авторами были произведены оценки вероятности формирования такого вихря, его нахождения вблизи межфазной поверхности и глубины погружения в пленку, а также связи между энергией вихря и объемом выметаемой капли. В результате была разработана вероятностная модель, предсказывающая интегральную интенсивность уноса капель. Модель достаточно плохо описывает ограниченный набор экспериментальных данных (лишь 70% экспериментальных точек попадают в интервал $\pm 50\%$). Кроме того, предлагаемое явление является чисто умозрительным, и никогда не было подтверждено в экспериментах.

5) В работах Борисова и др. (1965a,b) описывается механизм атомизации слоя жидкости при прохождении над ним ударной или детонационной волны. Волна, проникающая вглубь жидкости, отражается от твердой стенки и, при повторном взаимодействии с межфазной поверхностью, вызывает интенсивное диспергирование жидкости. В воздух при этом взлетает большое количество капель микронных размеров. Сходное явление происходит в случае, когда ударная волна проходит над слоем пыли, лежащим на дне канала (Борисов и др. 1967, см. также обзор Федоров 2004). В экспериментах по изучению дисперсно-кольцевого течения такой режим атомизации не наблюдался. Описанное явление не согласуется с экспериментальными представлениями о существовании критического числа Рейнольдса жидкости для перехода к уносу. Возмущения в жидкости, вызванные турбулентными пульсациями со стороны газового потока (см. также гипотезу 4) могут порождать возмущения в жидкой фазе, однако их энергия намного меньше энергии ударных волн, а затухание в слое жидкости значительно сильнее. Впрочем, при отражении от стенки такие возмущения могут порождать деформации волновой поверхности, развивающиеся впоследствии в волны ряби (см. описание такой гипотезы в работе Pham et al. 2014).

Как было отмечено ранее, для наличия систематического уноса жидкости необходимо наличие волн возмущения на поверхности пленки. Описанные выше гипотезы не рассматривают волны возмущения как источник уноса; более того, часть из них (1а и 1б) требует наличия в потоке уже сорванных капель, либо захваченных пленкой пузырьков газа (2а, 2б), которые, как будет показано позже, появляются в значительных количествах уже после перехода к уносу. Механизмы (4) и (5) могли бы быть причиной систематического первичного уноса, однако эти гипотезы не подтверждаются экспериментально.

Следующая группа гипотез основана на представлении о гладкой волне возмущения (см. 1.2.1). Такие гипотезы являются либо чисто умозрительными, либо представляют собой достаточно вольную трактовку экспериментальных данных, полученных сравнительно грубыми методами:

6) Согласно Ishii & Grolmes (1975), отрыв капель происходит вследствие срыва (или, точнее, "срезания", "cutting-off") гребней волн возмущения газовым потоком. На основе этого представления создан ряд сходных моделей, нацеленных на предсказание интенсивности уноса, однако превышающих экспериментально измеренный расход дисперсной фазы на несколько порядков (см. 1.4.4).

7) Lane et al. (2010) описывают механизм "сдираания жидкости с катящихся волн" ("roll wave stripping") и приписывают его действию касательного напряжения трения, разгоняющего жидкость в верхнем слое волны до скоростей, превышающих скорость волны. Предполагается, что этот механизм реализуется при очень высоких скоростях газового потока.

8) Согласно Ishii & Grolmes (1975), гребень волны может быть "подрезан" ("undercut") газовым потоком. В этом случае ожидается, что основной удар газового потока приходится на центральную часть заднего фронта волны, что приводит к резкому росту гребня и выбросу капель.

9) Wilkes et al. (1983) предположили, что при слиянии волн возмущения более медленная (настигаемая) волна возмущения полностью выбрасывается в поток в виде капель. В отличие от трех предыдущих гипотез, это предположение было основано на экспериментальных визуальных наблюдениях, подтверждающих локальную интенсификацию уноса при слиянии волн, а также наблюдениями за слияниями волн, в частности, тем фактом, что волна, образовавшаяся в результате слияния, движется далее со скоростью более быстрой (настигающей) из сливающихся волн (см. 1.2.5). Тем не менее, приведенная интерпретация механизма отрыва при слиянии волн возмущения представляется сильным упрощением. Слияние волн возмущения приводит к интенсификации генерации волн быстрой ряби (см. далее), что и приводит к локальному усилению уноса.

10) В работе Ishii & Grolmes (1975) также упоминается разновидность брызгоуноса, реализующегося не при ударах капель, а при опрокидывании волн возмущения. Согласно

описанию, это опрокидывание происходит подобно обрушению океанских волн при повышении дна вблизи берега, при котором гребень волны ударяет по поверхности жидкости раньше других частей волны. Как будет показано в дальнейшем (раздел 5.1), опрокидывание волн в дисперсно-кольцевом течении действительно имеет место, однако речь идет об опрокидывании волн быстрой ряби. Кроме того, как правило, такое опрокидывание начинается от точки контакта, и гребень волны быстрой ряби касается поверхности жидкости последним. Последняя группа гипотез включает в себя результаты экспериментальных наблюдений, проводимых на достаточно высоком уровне детализации. Эти гипотезы верны в целом, однако нуждаются в существенных уточнениях.

11) В работе Woodmansee & Hanratty (1969) проводилась визуализация потока в плоскости дна прямоугольного горизонтального канала. Исследователями было отмечено, что срыв капель происходит благодаря разрушению волн ряби, движущихся по поверхности волн возмущения. Разрыву предшествует "подъем" и "ускорение" волн ряби; в результате разрыва формируется 10-20 капель, летящих в разные стороны. Следует отметить, что этот результат наилучшим образом соответствует наблюдениям, сделанным в данной работе. Woodmansee & Hanratty (1969) предположили, что волны ряби на волнах возмущения возникают вследствие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, и сформулировали критерий отрыва, связывающий длину волн максимального роста с капиллярным масштабом. Им также удалось подобрать эмпирические коэффициенты, позволяющие количественно описать режимные границы появления уноса в рамках предложенной модели.

В работе Azzopardi (1983) проводились прямые наблюдения актов отрыва при визуализации вдоль оси канала. Такой подход не позволяет измерять характеристики волн, с которых срываются капли, однако делает видимыми переходные жидкие структуры, формирование которых предшествует отрыву. В результаты были обнаружены два механизма:

12) Механизм, получивший название "bag break-up" ("разрыв жидкого мешка"). В этом случае волна деформируется в пузырь, надуваемый газовым потоком подобно парусу. В итоге происходит разрыв сначала центральной части мешка, а после и его кромки. Pham et al. (2014) отмечают, что при разрыве центральной части формируется большое количество мелких капель, а при разрыве кромки формируются более крупные капли.

13) Механизм, получивший название "ligament break-up" ("разрыв жидкого лигамента"). В этом случае на поверхности пленки формируется струйка, конец и шейка которой впоследствии могут быть разорваны на мелкие капли.

Azzopardi (1983) отметил сходство обнаруженных им механизмов с механизмами вторичной атонизации капель в газовом потоке. На основе этой аналогии Azzopardi был предложен сходный критерий первичной атонизации пленки в дисперсно-кольцевом течении на основе

числа Вебера. Также в работе Azzopardi (1983) был обнаружен локальный минимум в зависимостях среднего диаметра капель по Саутеру от полного расхода жидкости. Автор предположил, что этот минимум соответствует переходу от режимов, в которых реализуется bag break-up, к режимам, в которых реализуется ligament break-up. Таким образом, было выдвинуто предположение, что ligament break-up реализуется при больших расходах жидкости и газа, причем с увеличением расхода жидкости переход происходит при меньших скоростях газового потока. В более поздних работах (Badie et al. 2001, LeCouer et al. 2010, Pham et al. 2014) авторы отмечали наличие обоих сценариев в одних и тех же условиях. Механизмы отрыва, описанные Azzopardi (1983), безусловно, имеют место в дисперсно-кольцевом течении. Однако описание, сделанное в этой работе, не дает ответа на вопрос о связи переходных структур с волновой структурой пленки жидкости. Pham et al. (2014) было обнаружено, что реализации обоих сценариев предшествует формирование т.н. "единичных гребней возмущения" ("singlet disturbance crests"), характеризующихся малым продольным масштабом. Такие структуры, по мнению Pham et al., возникают вследствие распространения вглубь пленки возмущения, порождаемого ударом вихря в газовой фазе по поверхности пленки. Отражаясь от стенки канала, возмущение деформирует межфазную поверхность, в результате чего и формируется "единичный гребень". Описанная картина перекликается с механизмом (5), являясь его более "мягкой" версией.

Отдельным дискуссионным вопросом остается существование отрыва капель с поверхности пленок жидкости, стекающих в отсутствие газового потока при очень больших числах Рейнольдса жидкости. В экспериментах Ганчева и Козлова (1973) утверждается, что в опускном течении в нижней части канала очень большой длины (19 м) наблюдался срыв капель жидкости. Скорее всего, в этих условиях отрыв реализуется за счет опрокидывания волн большой амплитуды. В работе van Rossum (1959) утверждалось, что при течении обдуваемых газом пленок жидкости с очень большой вязкостью отрыв капель происходит в отсутствие волн возмущения. Возможно, причина противоречия кроется в критериях, использовавшихся в работе van Rossum (1959) для идентификации волн возмущения.

Атомизация пленки жидкости в дисперсно-кольцевом течении имеет определенное сходство с атомизацией обдуваемой газом струи жидкости (Gorokhovski & Herrmann 2008, Zandian et al. 2017, Canu et al. 2018, Odier et al. 2018), а также атомизацией жидкого листа ("liquid sheet", см. Taylor 1959, Krechetnikov 2000, Villiermaux & Clanet 2002, Wahono et al. 2008, Paramati et al. 2015, Vu & Dumouchel 2018). В работах по исследованию атомизации струи предполагается, что начальные двумерные (кольцевые) волны, возникающие вследствие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, теряют двумерность вследствие поперечной неустойчивости Рэлея-Тэйлора. Локальные максимумы, развивающиеся благодаря поперечной неустойчивости,

эволюционируют в жидкие лигаменты, деформация и разрушение которых приводит к срыву капель.

1.3.2. Исследование динамики капель в ядре газового потока

Капли в ядре газового потока характеризуются, в первую очередь, распределениями по размерам и скоростям. Существует несколько способов измерений параметров капель: метод отбора капель (Okada et al. 1995, Hurlburt & Hanratty 2002, Lee et al. 2010), метод замыкания цепи (Wicks & Dukler 1966), метод удаления заряда (Tatterson et al 1977), фотографирование капель (Cousins and Hewitt 1968, Fore et al. 2002, Patruno et al. 2010), метод дифракции (Azzopardi et al. 1983, 1985, Sarimeseli 2009, Marchetti & Svendsen 2011), метод интерференции (Semiat & Dukler 1981, Fore & Dukler 1995a, van Eckeveld et al. 2018), метод фазовой доплеровской анемометрии (Lopes & Dukler 1986, 1987, Azzopardi & Teixeira 1994, Fore & Dukler 1995b, van't Westende et al. 2007).

Все перечисленные методы применялись в двух конфигурациях: либо без привязки к волновой структуре пленки жидкости (т.е., измерялись средние характеристики капель на оси канала), либо после откачивания пристенной пленки для устранения вызываемых ею искажений. Распределения капель по размерам характеризуются, в первую очередь, средним диаметром по Саутеру. Физический смысл этой величины - диаметр капель в выборке при равном распределении суммарного объема капель по всем каплям выборки. Продольные скорости капель распределены в широком диапазоне значений; верхней границей диапазона является максимальная скорость газа (т.е., скорость газа на оси канала). Капли ускоряются в продольном направлении благодаря трению со стороны газа (Azzopardi & Teixeira 1994; Fore & Dukler, 1995; Zaidi et al., 1998, Azzopardi 1999, Boullестieux 2010, van't Westende et al. 2007). Поперечные компоненты скоростей капель получили меньше внимания. Они измерялись в работах James (1980), Andreussi & Azzopardi (1984), Azzopardi (1987), путем визуализации в плоскости поперечного сечения канала. Было отмечено, что капли, появляющиеся в области измерений, уже обладают поперечной компонентой скорости. Эта компонента может достигать 2 м/с. Van't Westende et al. (2007) провели измерения времени, за которое капли достигают центра канала. Это время составило порядка 0,1 с. Поперечная компонента скорости крупных капель в вертикальном потоке остается неизменной, в то время как мелкие капли (менее 0,2 мм) подвержены воздействию турбулентных пульсаций в газовой фазе и в результате этого движутся по хаотическим траекториям. Lee et al. (1989) исследовали поперечное смещение мелких (до 150 мкм) капель, искусственно вводимых в турбулентный поток газа. Было показано, что мелкие капли движутся хаотично, следуя за турбулентными пульсациями в газе, причем такой характер движения усиливается вниз по потоку. Govan et al. (1989) сходным

образом исследовали динамику стеклянных сфер малого диаметра в турбулентном потоке газа. Наличие капель в газовом потоке может по-разному воздействовать на степень его турбулентности: так, мелкие капли ослабляют турбулентность, взаимодействуя с вихрями в газовой фазе, в то время как крупные капли усиливают ее за счет создания мелких вихрей в следе капель (Azzopardi 1999, Sugioka & Komori 2005, Varaksin 2013).

Известно, что капли в набегающем потоке газа могут дробиться на более мелкие капли. Явление вторичной атомизации сравнительно хорошо изучено, и результаты исследований обобщены в работах Pilch & Erdmann (1987), Hsiang & Faeth (1995), Azzopardi & Hewitt (1997), Guildenbecher et al. (2009). Условия реализации того или иного сценария вторичной атомизации хорошо обобщаются числом Вебера капли. Как отмечается, например, van't Westende et al. (2007), в условиях дисперсно-кольцевого течения разрушение и слияние капель являются сравнительно редкими явлениями. Поэтому ожидается, что размеры капель определяются, главным образом, особенностями процесса срыва капель.

1.3.3. Удары капель о поверхность жидкости

Осаждение капель из ядра газового потока на поверхность пленки жидкости может происходить по трем причинам: из-за сохранения начальной поперечной компоненты скорости, приобретенной каплей в момент отрыва; из-за действия силы тяжести в горизонтальных и наклонных каналах; из-за воздействия турбулентных пульсаций в газе (последнее справедливо для мелких капель). В предшествующей литературе осаждение в дисперсно-кольцевом течении изучалось в основном на интегральном уровне (см. 1.1.3). В данной работе основное внимание уделяется процессу взаимодействия падающей капли с поверхностью пленки.

Литература по исследованию удара капли о поверхность жидкости или твердую стенку (а также удара твердого тела по поверхности жидкости) включает в себя многие тысячи работ. Пионерскими систематическими исследованиями на эту тему считаются работы Ворthingтона (Worthington 1886, 1908). Также к изучению рекомендуются работы Rein (1993), Yarin & Weiss (1995), Yarin (2006), Cossali et al. (2004), Pan & Law (2007), Berberovic et al. (2009), van Hinsberg & Charbonneau-Grandmaison (2015), Kuhlman & Hillen (2016), Liang et al. (2016), Liang & Mudawar (2016), Ильиных (2017), Michon et al. (2017), Xu et al. (2018), Wu (2018). В этих работах подробно описаны основные закономерности взаимодействия, включая его сценарии (растекание, слияние, отскок, всплеск) и стадии (начальная деформация капли, формирование кратера, формирование и разрушение короны кратера, формирование центральной струи), условия отрыва капель с короны (всплеска) и центральной струи. Генерация вторичных капель исследовалась в работах Okawa et al. (2006), Motzkus et al. (2009), Peduto et al. (2011), Thoroddsen (2012); формирование и эволюция вихревого движения в жидкости, порожденного

ударом капли - в работах Watanabe et al. (2008), Takagaki et al. (2014), Thoraval et al. (2016). В цикле работ Thoroddsen'a (Thoroddsen et al. 2015, Albaglah et al. 2015) при помощи очень высокой скорости съемки (порядка 1 МГц) было продемонстрировано, что процесс взаимодействия в реальности намного сложнее вышеприведенного описания: при первичном контакте капли с поверхностью в режиме доминирования давления генерируется т.н. эжекта - струя, бьющая с высокой скоростью практически параллельно поверхности слоя жидкости.

Динамика перечисленных явлений зависит от многих параметров, таких как скорость и диаметр капли, угол удара, толщина слоя жидкости, физические свойства жидкостей (Okawa et al. 2006; van Hinsberg et al. 2010). Одним из ключевых параметров является функция чисел Онезорге и Вебера, обозначаемая K , которая определяет соотношение между свойствами жидкости и скоростью капли (Cossali et al. 1997; Tropea and Marengo 1999; Okawa et al. 2006). Kitabayashi et al. (2017) была предложена более сложная зависимость критического значения параметра K по сравнению с постоянным значением 2100, используемым в более ранних работах. Было предложено несколько полуэмпирических моделей, описывающих эволюцию капли и слоя жидкости после удара. Stanton & Rutland (1998) и Mundo et al. (1997) предложили эмпирические модели, описывающие эволюцию слияния, формирования струи Вортингтона, формирование и разрушение короны. В модели Bisighini et al. (2010) рассматривается эволюция диаметра и глубины кратера при ударе капли по глубокому слою жидкости. В недавних работах Rosiman et al. (2018) и Breitenbach et al. (2018) подробно рассматриваются удары одиночных капель и спреев по нагретой поверхности; в том числе описан режим термальной атомизации капли. Помимо высокоскоростной визуализации удара, исследователями применялись такие методы, как Фурье профилометрия (Lagubeau et al. 2012), конфокальный хроматический метод (van Hinsberg et al. 2010), рентгеновское просвечивание (Albaglah et al. 2015), интерферометрия (Li & Thoroddsen 2015), двуцветная интерферометрия (Langley et al. 2017, 2018).

Удары капель в дисперсно-кольцевом течении имеют два ключевых отличия от классической задачи нормального удара капли по спокойной поверхности жидкости: во-первых, поверхность слоя жидкости движется и покрыта волнами разных масштабов, что приводит к изменению скорости, наклона и кривизны импактной поверхности; во-вторых, вследствие ускорения капель газовым потоком капли приобретают значительную продольную компоненту скорости и ударяют о поверхность жидкости под малым углом. Следует также добавить, что в модельных экспериментах капли, как правило, обладают сравнительно низкой скоростью (до 10 м/с). Создание капель с большей скоростью представляет определенные технические сложности (капля может деформироваться в струйку или разбиться на несколько капель), в то время как при ускорении газовым потоком повышение скорости до очень высоких значений происходит достаточно постепенно.

Удары капель, падающих вертикально на волновую поверхность обдуваемой газом пленки жидкости, исследовались в работах Samenfink et al. (1998), Alghoul et al. (2011), Liu et al. (2018). На поверхность пленки, текущей по дну прямоугольного канала, падали искусственно введенные в поток капли сравнительно большого диаметра. В работе Samenfink основное внимание уделялось динамике вторичных капель, возникающих при разбрызгивании, в работе Alghoul et al. (2011) - влиянию измененных условий эксперимента на режимную карту сценариев взаимодействия, в работе Liu et al. (2018) - эволюции центральной струи. Mitchell et al. (2015), Castrejon Pita et al. (2016), Burzynski & Bansmer (2018) исследовали удар капли по поверхности текущего слоя жидкости. Наличие течения приводит к деформации кратера, наклону центральной струи и ее взаимодействию с задней стенкой кратера.

Работы Leneweit et al. (2005), Okawa et al. (2008), Gielen et al. (2017) были посвящены исследованию наклонного удара капли по спокойной поверхности жидкости. В первой работе исследовалось распределение материала капли по поверхности жидкости в зависимости от угла удара и числа Вебера капли. Возмущение поверхности пленки в этом случае вытянуто в направлении продольной скорости капли; в работе измерялись длина возмущения и скорость его роста. Эти результаты были достаточно хорошо воспроизведены в моделировании Watanabe et al. (2008). В работе Okawa et al. (2008) исследовалось влияние угла удара на генерацию вторичных капель. Было обнаружено, что при больших углах на поверхности жидкости возникает кратер, подобный тому, что формируется при нормальном ударе. Отличие состоит в асимметрии кратера вследствие асимметрии удара (см. также моделирование Cheng & Lou 2015). Вторичные капли могут возникать вследствие разрушения короны такого кратера, главным образом, с одной стороны - в направлении удара. Для углов удара менее 20° вторичных капель зарегистрировано не было; возмущение поверхности жидкости в этом случае выглядит как вытянутый участок "сильно возмущенной" поверхности. Было показано, что традиционно используемый критерий всплеска ($K > 2100$) работает в случае сравнительно больших углов, если вместо вертикальной компоненты скорости капли использовать ее абсолютную скорость. Gielen et al. (2017) была предложена более сложная корреляция, описывающая переход к всплеску для наклонного удара. В моделировании Liu (2017) было отмечено, что при малых углах наклона с передней стороны кратера (в направлении движения капли) генерируются мелкомасштабные волны, подавляющие рост короны с этой стороны. Альтернативным способом исследования наклонного удара является изучение удара вертикально падающей капли по поверхности пленки жидкости, стекающей по наклонной пластине под действием силы тяжести. Такой подход использовался в работах Zhao et al. (2011), Che et al. (2015), Adebayo & Matar (2018). В дополнение к изменению угла удара такой подход дает удар по тонкому текущему волновому слою жидкости, увеличивая таким образом сходство с

дисперсно-кольцевым потоком. Эти работы также были посвящены, главным образом, определению условий всплеска. Adebayo & Matar (2018) исследовали различия между ударами капель по волнам, остаточному слою между ними и капиллярному предвестнику волн.

Удары капель, естественным образом происходящие в дисперсно-кольцевом течении, практически не исследовались ранее. В описании результатов визуализации течения Hall Taylor et al. (1963) упоминается, что осаждающиеся капли генерируют "полоски или кольца ряби" ("streaks or ripple rings") на поверхности пленки, однако дальнейшего исследования не проводилось. В ходе исследования восходящего дисперсно-кольцевого течения Cousins & Hewitt (1968) выполнили визуализацию ударов капель по поверхности тонкой гладкой пленки, формирующейся после откачки основной пленки со стенок канала. Было обнаружено, что удары капель формируют продольно ориентированные "полоски" на поверхности пленки. Damsohn & Prasser (2009, 2011) фиксировали удары капель в данных, полученных многокомпонентным датчиком проводимости, однако количественного исследования проведено не было. Pham et al. (2014) исследовали теньевым методом течение обдуваемой газом пленки по внешней стороне трубы. Было продемонстрировано, что при ударе капли формируется жидкий лигамент и вторичные капли.

1.3.4. Пузырьки газа, захваченные пленкой жидкости

Капли, срывающиеся с поверхности пленки и уносимые в ядро газового потока, иногда именуют "третьей фазой". В этом случае захваченные пленкой жидкости пузырьки газа можно назвать "четвертой фазой". О существовании захваченных пленкой пузырьков газа сообщается во многих экспериментальных работах, в которых проводилась визуализация дисперсно-кольцевого течения, как в плоскости стенки канала (Hewitt & Roberts, 1969; Woodmansee & Hanratty, 1969; Van Nimwegen et al., 2015, Dasgupta et al., 2017) так и в плоскости продольного сечения канала (Hewitt et al., 1990; Schubring et al., 2010; Zadrazil et al., 2014; Pan et al., 2015), с использованием различных оптических методов.

Захваченные пленкой пузырьки газа могут влиять на динамику течения. Так, наличие газовой фазы может изменять эффективные гидродинамические параметры пленки жидкости (плотность, вязкость, проводимость, теплопроводность), которые будут отличаться от значений, закладываемых в эмпирических моделях. Наличие пузырьков создает дополнительную межфазную поверхность, что может привести к повышению интенсивности химических взаимодействий в потоке. Слой жидкости между стенкой канала и захваченным пузырьком оказывается значительно тоньше характерной толщины пленки, что влечет значительное повышение теплообмена (Mesler, 1976). Прилипшие к стенке пузырьки могут служить зародышами очагов кипения на стенке канала (Barbosa et al. 2003). Разрушение захваченных пузырьков является одним из предполагаемых механизмов срыва капель с поверхности пленки (Hewitt & Hall Taylor, 1970; Ishii & Grolmes, 1975). Наличие пузырьков также может влиять на достоверность измерений локальной толщины пленки жидкости. Так, при использовании метода

электропроводности наличие значительного количества пузырьков в пространстве между электродами (даже в отсутствие прямого контакта пузырьков с поверхностью электродов) может приводить к занижению проводимости и, соответственно, локальной толщины пленки (van der Meulen, 2012). При использовании оптических методов, основанных на отражении света, таких, как метод смещения лазерного фокуса (Hazuku et al., 2008), отражение от поверхности пузырьков может быть принято за отражение от поверхности пленки, что также вызывает занижение локальной толщины пленки.

Несмотря на их важность, пузырьки газа в дисперсно-кольцевом течении не изучались столь же интенсивно, как волны на поверхности пленки жидкости и капли жидкости в ядре газового потока. Практически единственной работой, целиком посвященной исследованию захваченных пленкой пузырьков газа, является работа Rodriguez & Shedd (2004a), в которой были измерены количество и размеры пузырьков в пленке жидкости в горизонтальной трубе с внутренним диаметром 15,1 мм в трех разных азимутальных положениях (в нижней, боковой и верхней точках периметра). Исследования проводились при помощи визуализации потока в плоскости стенки канала с выдающимся пространственным разрешением (4,2 мкм/пиксель) и достаточно малым временем экспозиции (30 мкс), однако низкая частота съемки не позволила исследовать динамику пузырьков. В результате были получены распределения пузырьков по размеру, нормированному на толщину остаточного слоя жидкости. Полученные распределения могут быть описаны затухающей экспоненциальной зависимостью. Такая форма распределения объяснялась через каскад дробления пузырьков: по аналогии с наблюдениями Dean & Stokes (2002) за пузырями в крупных волнах было выдвинуто предположение, что волны возмущения захватывают крупные пузыри (см. ниже), которые разбиваются течением жидкости на более мелкие, тем самым создавая экспоненциальную зависимость. Было показано, что средний размер пузырьков уменьшается с ростом скорости газа, а величина декремента уменьшения размера пузырьков - напротив, возрастает. Средний диаметр пузырьков составил 0,15-0,35 толщины остаточного слоя; это отношение растет с увеличением скорости газа. Последнее означает, что утоньшение остаточного слоя с ростом скорости газа сильнее, чем уменьшение размеров пузырьков. Количество пузырьков на единицу площади стенки канала практически не зависит от расхода жидкости, однако снижается с ростом скорости газа. Впрочем, последнее может быть связано с ростом скважности волн возмущения в сочетании с тем недостатком данной работы, что измерения проводились лишь в области остаточного слоя жидкости. Это ограничение было обусловлено сильным перераспределением яркости падающего света шероховатой поверхностью волн возмущения, что вызывало существенные ошибки в работе алгоритма распознавания пузырьков. В результате измерения ограничивались диапазоном малых размеров и концентраций пузырьков, поскольку крупные пузырьки и высокие концентрации наблюдались именно в волнах возмущения.

Korplin (2004) проводил измерения продольной и азимутальной скоростей захваченных пузырьков в той же установке, что и Rodriguez & Shedd (2004a). В этой работе было выдвинуто предположение, что пузырьки можно использовать как трассеры для измерения локальной скорости жидкости в пленке. Хотя не было обнаружено никаких тенденций по влиянию расходов жидкости и газа на среднюю продольную скорость, было замечено, что неравномерное распределение жидкости по периферии трубы приводит к

появлению градиентов азимутальной скорости. Данные по азимутальной скорости были получены отдельно для гладких участков пленки, волн ряби на поверхности остаточного слоя и волн возмущения. Средняя азимутальная скорость была ориентирована в направлении силы тяжести, однако также наблюдалось восходящее движение отдельных пузырьков. Было показано, что вариация скорости в волнах ряби и волнах возмущения возрастает по сравнению с участками гладкой пленки.

Zadrazil et al. (2014) использовали метод ПЛИФ для исследования статистических характеристик волн на поверхности пленки жидкости в опускном дисперсно-кольцевом течении. Некоторое внимание было также уделено измерению частоты пузырьков и получению распределений пузырьков по размеру. Было обнаружено, что частота растет с ростом расхода жидкости при малых скоростях газа и не зависит от расхода жидкости при высоких скоростях газа (т.е., при наличии волн возмущения). Было показано, что распределения по размерам связаны с величиной шероховатости поверхности пленки, и было выдвинуто предположение, что захват пузырьков связан с существованием волн большой амплитуды.

Целью работы Woodmansee and Hanratty (1969) была визуализация актов отрыва капель с поверхности пленки. Тем не менее, в процессе исследований были сделаны качественные наблюдения, касающиеся поведения пузырьков. В частности, было отмечено, что пузырьки скапливаются в волнах возмущения, а также было сделано предположение, что захват пузырьков происходит при падении волн ряби на пленку жидкости. В работе по ПЛИФ-визуализации дисперсно-кольцевого течения Rodriguez & Shedd (2004b) пришли к сходному выводу: захват пузырьков происходит при формировании воздушных карманов, образующихся при "складывании" гребней волн возмущения.

При исследовании других гидродинамических явлений были обнаружены иные механизмы захвата пузырьков газа поверхностью жидкости, а именно: захват газа жидкой струей, бьющей по поверхности жидкости (Bonetto et al. 1994, Cummins & Chanson 1999, Zhu et al. 2000, Saruwatari et al. 2009), захват газа в хвостовой части пузыря Тэйлора (Brauner & Ullmann 2004, Kockx et al. 2005, Kashinky et al. 2008); обрушение крупных волн (Dean & Stokes 2002, Blenkinsopp & Chaplin 2007); захват газа на фронте гидравлического удара (Chanson & Gualtieri, 2008, Xiang et al. 2014), захват газа при взаимодействии турбулентности с межфазной поверхностью (Castro et al. 2016, Andre & Bardet 2017b, Valero & Bung 2018), а также удары капель по поверхности жидкости. В последнем случае наиболее изученным механизмом является захват тонкого воздушного слоя ("воздушной подушки") между поверхностью падающей капли и поверхностью слоя жидкости (например, Oguz & Prosperetti 1990, Thoroddsen et al., 2003; Deng et al. 2007; Korobkin et al. 2008, Marston et al. 2011). Hicks et al. (2012) провели эксперименты по исследованию нормального удара твердой сферы большого диаметра с низкой скоростью удара, что позволило получить простое соотношение между объемом захваченного газа и объемом ударяющего объекта. Обобщение данных показывает, что объем захваченного газа обычно составляет менее 10^{-4} объема капли / твердой сферы (Tran et al., 2013). Bick et al. (2010) отмечают, что при последовательных ударах капель в одно и то же место эффективность захвата повышается. Существуют также другие механизмы захвата воздуха при ударах капель, например, захват воздуха вихревым кольцом, формирующимся вокруг капли, попадающей в жидкость (Caroll & Mesler 1981, Esmailizadeh & Mesler 1985, Thoraval et al. 2016), либо захват крупного пузыря при смыкании жидкости над каплей,

пробивающей глубокий слой жидкости с большой скоростью (Deka et al. 2017).

1.4. Моделирование дисперсно-кольцевого течения

1.4.1. Эмпирические корреляции

Ввиду высокой сложности гидродинамических процессов, имеющих место в дисперсно-кольцевом течении, основной объем работ по моделированию такого течения представлен эмпирическими и полуэмпирическими корреляциями. Более того, в большинстве случаев, когда в литературе упоминается "модель" или "теория" дисперсно-кольцевого течения, речь идет именно об эмпирических корреляциях, а не о физических моделях потока.

Основной интерес с практической точки зрения представляет возможность предсказывать интегральные параметры течения, такие как перепад давления в канале, средняя толщина пленки жидкости, расход дисперсной фазы, интенсивность теплообмена в потоке. Чаще всего эта цель достигается путем прямых измерений данных величин в конкретных условиях и обобщения полученных данных в виде эмпирических зависимостей. Такие корреляции, безусловно, работают в тех условиях, в которых они были получены (при условии достоверности экспериментов). Однако, вследствие существенного различия условий, в которых проводились эксперименты разных авторов, попытки обобщения полученных корреляций на широкий диапазон условий редко бывают удачными.

Наиболее серьезные исследования, направленные на обобщение данных различных авторов, проводятся группой Cioncolini & Thome. Этими авторами были предложены сравнительно простые корреляции, описывающие долю жидкости, распространяющейся в виде капель (Cioncolini & Thome 2010, 2012a), перепад давления в канале (Cioncolini et al. 2009, Cioncolini & Thome 2017), долю газовой фазы в сечении канала (void fraction, Cioncolini & Thome 2012b), среднюю толщину пленки жидкости, уровень турбулентности и теплообмен (Cioncolini & Thome, 2011, 2015). Корреляции, предложенные в этих работах, тестируются на очень большом (несколько тысяч) количестве экспериментальных точек. При этом обычно наблюдается значительный разброс экспериментальных точек относительно корреляции. Так, например, для корреляции, предсказывающей долю жидкости, распространяющейся в виде капель, уже после отсева всех "сомнительных" экспериментальных данных лишь 80% точек попадает в интервал $\pm 50\%$ от предсказанных значений (в интервалы $\pm 30\%$ и $\pm 15\%$ попадает 60% и 40% точек, соответственно). Для величины, которая по определению ограничена интервалом от 0 до 1 (поскольку объем жидкости, распространяющейся в виде капель, не может быть отрицательным и не может превосходить полного объема жидкости в канале), даже при случайном задании комбинаций экспериментальных и предсказанных значений в интервал $\pm 50\%$ попадет $\sim 42\%$ точек. При учете самых базовых тенденций (общеизвестно, что расход дисперсной фазы возрастает с расходами жидкости и газа) доля точек в интервале $\pm 50\%$, безусловно, повысится.

Сходный уровень соответствия наблюдается и по многим другим параметрам. Так, при сравнении доли газовой фазы в сечении канала в интервал $\pm 5\%$ попадает 92% точек (Cioncolini & Thome 2012b). Вместе с тем, эта величина вообще достаточно слабо варьируется в условиях дисперсно-кольцевого течения. Например, двукратное завышение средней толщины пленки, от 0,2 до 0,4 мм, в канале диаметром 32,4 мм приведет к изменению доли газа на 2,6%, хотя такое изменение толщины пленки влечет изменение расхода жидкости в 4-8 раз. Такой подход дает мнимое соответствие между моделированием и экспериментом (Vieira et al. 2015), а также при сравнении различных методов измерения толщины пленки жидкости (Lecompte et al. 2017). Корреляция тех же авторов для перепада давления имеет разную форму для каналов различных масштабов. Обобщение данных дает 60-70% точек в интервале $\pm 15\%$.

Другие **обзоры** подобного плана можно найти в работах Scott (1964), Hewitt & Hall Taylor (1970), Ishii & Mishima (1984), Hajiloo et al. (2001), Okawa et al. (2004, 2005), Belt et al. (2009), Zhang et al. (2010), Bhagwat et al. (2012), Fang et al. (2012), Kim & Mudawar (2014), Berna et al. (2014, 2015), Aliyu et al. (2016, 2017a, b), Sempértegui-Tapia & Ribatski (2017), Li & Hibiki (2017), Pagan et al. (2017), Yao et al (2018), Rodrigues et al. (2018).

Hughmark (1982) провел обобщение данных по измерениям перепада давления и интенсивности теплообмена в дисперсно-кольцевом течении в широком диапазоне условий эксперимента, в том числе, в **восходящем, горизонтальном и опускном течениях**. Результатом стало удовлетворительном согласие между измерениями при различных ориентациях потока, однако разброс данных был велик во всех случаях.

В ряде работ, посвященных исследованию **тепло- и массообмена** (Davydova et al. 1969b, Yih & Liu 1983, Hewitt & Govan 1990, Fossa et al. 1998, Терехов и др. 2000, Sun & Hewitt 2001, Barbosa et al. 2002b, Гогонин 2004, Okawa et al. 2004, Leung et al. 2005, Cheng 2007, Chandraker et al. 2008, Peng 2008, Chernysheva et al. 2009, Jiao et al. 2009, Balcilar et al. 2011, Talebi et al. 2012, Mauro et al. 2014, Dasgupta et al. 2015, Zhang & Hewitt 2016, Yuan et al. 2017) корреляции для интенсивности уноса и осаждения, средней толщины пленки обобщались с целью предсказания критического **теплового потока** на стенке канала, при котором происходит пересыхание стенок канала, нагрева стенок и повторного орошения за счет осаждения капель и конденсации пара, влияние потока тепла на межфазное трение и унос жидкости в дисперсную фазу.

Корреляции, предсказывающие **перепад давления** в канале, обычно используют данные по средней толщине пленки. Таковы корреляции Wallis (1969), Hughmark (1973), Wisman (1975), Henstock & Hanratty (1976), Asali et al. (1985b), Lopes & Dukler (1986), Fore et al. (2000), Wongwises & Kongkiatwanitch (2001). Корреляции по **средней толщине** пленки обобщаются в работах Ishii & Grolmes (1975), Tatterson et al. (1977), Fu & Klausner (1997), Fukano & Furukawa (1998), Mauro et al. (2014), Ju et al. (2015). Использование средней толщины пленки

предполагает, что локальное трение линейно зависит от локальной толщины слоя жидкости, в то время как среднее межфазное трение в потоке фактически складывается из трения на поверхности остаточного слоя и трения на поверхности волн возмущения. В части моделей учитывается **волновая шероховатость** поверхности пленки, вызванная наличием волн возмущения. В работах Moalem Maron & Brauner (1987), Wang et al. (2004), Belt et al. (2009), Pan et al. (2015b) проводится поиск связи между результатами измерения межфазного трения и свойств волн возмущения (в первую очередь, их амплитуды). В то же время Chu & Dukler (1975) отмечают, что характерная частота пульсаций межфазного трения не соответствует частоте следования волн возмущения. Из этого несоответствия был сделан вывод, что основной вклад в межфазное трение дают не волны возмущения, а волны ряби. Jayanti et al. (1996) моделировали волны возмущения твердыми вставками повышенной шероховатости в трубе и исследовали их вклад в потери давления в однофазном потоке. В цикле работ Hurlburt et al. (2006), Schubring et al. (2010), Schubring & Shedd (2011) предлагается т.н. **двухзонная модель**, в которой трение рассматривается отдельно на поверхности остаточного слоя и на поверхности волн возмущения, а также учитывает локальное сужение газового потока над волнами возмущения. Модель использует экспериментальные данные этих авторов по скажкости волн возмущения, средней толщине пленки и шероховатости поверхности в каждой из зон. На данный момент эта модель представляет наилучшее сочетание физической обоснованности и надежности, однако, как отмечают сами авторы (Shedd 2012), ее применение к иным условиям требует предварительного интенсивного экспериментального исследования гидродинамики потока при помощи достаточно сложных современных методов.

Корреляции, описывающие **характеристики капель**, приведены в работах Kataoka et al. (1983), Azzopardi (1985), Patruno et al. (2010), Sawant et al. (2008a), Sarimeseli (2009), Agafonova & Paramonova (2016). Нередко диаметр капель соотносят с длиной волны (Tatterson et al. 1977, Ambrosini et al. 1991), средней толщиной пленки жидкости (Yagov & Minko 2013) либо с максимальным диаметром, при котором капли устойчивы к вторичной атомизации (Lopes & Dukler 1985, Fore et al. 2002).

Считается, что интенсивность **осаждения капель** линейно пропорциональна концентрации капель в потоке (Cousins & Hewitt 1968, Hewitt & Govan 1990, Schadel et al. 1990, Paras & Karabelas 1991, Alipchenkov & Zaichik 1998, Kataoka et al. 2000, Okawa & Kataoka 2005, Okawa et al. 2011). Иногда для моделирования интенсивности уноса вдали от входа в канал используются корреляции, предсказывающие интенсивность осаждения (Fore & Dukler 1995, Minko & Yagov 2014, Yagov & Minko 2016). Другие корреляции, предсказывающие **расход дисперсной фазы**, представлены в работах Paleev and Filippovich (1966), Oliemans et al. (1986), Hewitt & Govan (1990), Nakazatomi and Sekoguchi (1996b), Kataoka et al. (2000), Barbosa et al. (2002), Pan and

Hanratty (2002), Okawa & Kataoka (2005), Sawant et al. (2008a, 2009), Al-Sarkhi et al. (2012a), Bhagwat & Ghajar (2015).

Существует также большое количество критериев определения режимных границ перехода к появлению волн возмущения и уносу жидкости в дисперсную фазу (Van Rossum 1959, Zhivaykin 1962, Ishii & Grolmes 1975, Andreussi 1980, Kulov et al. 1979, Sawant et al. 2008a). Эти работы обобщены в обзорах Azzopardi (1997), Pan & Hanratty (2002) и Berna et al. (2015).

Корреляционные зависимости предлагались и для **свойств волн возмущения**. Так, скорость волн обычно задается в виде линейной комбинации среднерасходных скоростей газа и жидкости с эмпирически подобранными весовыми коэффициентами (Hall Taylor & Nedderman 1968, Kumar et al. 2002, Han et al. 2006, Schubring & Shedd 2008, 2009, Al-Sarkhi et al. 2012, Setyawan et al. 2016). Частота следования обобщается в форме зависимости числа Струхала от параметров потока: чисел Рейнольдса жидкости и газа, параметра Локхарта-Мартинелли, чисел Вебера, Фруда, Бонда и др. (Sekoguchi et al. 1985, Sawant et al. 2008b, Schubring & Shedd 2008, Hazuku et al. 2008, Alamu & Azzopardi 2011, Setyawan et al. 2016). Различные зависимости представлены для обобщения данных по амплитуде (Ishii & Grolmes 1975, Han et al. 2006, Schubring et al. 2010b, Pan et al. 2015), скважности (Schadel & Hanratty 1989, Paras et al. 1991, Schubring et al. 2010a) и продольному размеру волн возмущения (Schubring et al. 2010a), а также толщине остаточного слоя (Schubring 2009, Schubring & Shedd 2009b). Woodmansee & Hanratty (1969b) предположили, что толщина остаточного слоя определяется свойствами пленки жидкости непосредственно перед переходом к уносу и при дальнейшем повышении расхода жидкости остается неизменной. На основе сходных рассуждений Dykhno & Hanratty (1994) использовали "избыточный" расход жидкости, получаемый вычитанием критического расхода жидкости, необходимого для уноса, для обобщения данных по свойствам волн возмущения.

Значительная часть таких зависимостей обобщена в обзоре Berna et al. (2014). Также в этой работе предлагаются собственные корреляции, являющиеся объединением предыдущих. Обращает на себя внимание тот факт, что в зависимостях часто фигурируют комбинации различных безразмерных параметров, включающих в себя одни и те же величины в разных степенях. Так, например, в корреляции для частоты следования волн возмущения в числителе левой и знаменателе правой части присутствует среднерасходная скорость жидкости в практически одной и той же степени. Неудивительно, что корреляция демонстрирует сильную обратную зависимость двух комплексов, скрадывающую реальный разброс экспериментальных точек.

Помимо значительного разброса экспериментальных данных, важным аргументом против того, чтобы ограничиваться моделированием лишь на уровне корреляционных зависимостей,

является то, что в рамках такого подхода физика течения (механизмы отрыва капель, их динамика, развитие волн на поверхности пленки и т.д.) остается фактически не исследованной.

1.4.2. Численные модели

Альтернативным способом избежать прямого детального изучения гидродинамических процессов при моделировании дисперсно-кольцевого течения является применение численных методов моделирования. Используемые модели отличаются закладываемой моделью турбулентности (DNS, RANS, LES) и способом определения межфазной поверхности (Volume of Fluid, Level-Set, Hybrid), см., например, обзор Lakehal (2018). Моделирование может проводиться в двумерной или трехмерной области, при этом на границах области моделирования в большинстве случаев закладываются периодические граничные условия, как в продольном, так и в поперечном направлении. Такой подход вводится ради сокращения размеров рабочей области и, соответственно, объема вычислений: предполагается, что развитие поверхности пленки жидкости из начального равновесного состояния во времени с наложенным периодическим граничным условием может быть эквивалентно развитию в пространстве. Такой подход является сильным упрощением задачи, игнорирующим развитие течения с расстоянием от входа в канал, что требует достаточно протяженной пространственной области и учета конфигурации начального участка.

В любом случае, характеристики течения - высокие числа Рейнольдса жидкости и газа, наличие сложной межфазной границы с высокой кривизной поверхности, необходимость разрешения малых масштабов (диаметр самых мелких капель в потоке составляет ~ 10 мкм) в сочетании с большим размером установок (диаметр канала порядка 1-10 см, длина порядка нескольких метров), высокое отношение плотностей фаз, высокие скорости движения фаз, - предъявляют высокие требования к плотности сетки, размерам области моделирования и шагу по времени.

В работе Jayanti & Hewitt (1997) течение рассматривалось лишь в жидкой фазе, с заранее заданной межфазной границей без межфазного сдвига. Рассматривалась структура турбулентности в жидкой фазе и коэффициент теплообмена вдоль волны. Были получены крупномасштабные вихри в системе отсчета волн возмущения, которые практически не влияли на теплообмен. Fukano & Inatomi (2003) проводили DNS-моделирование с использованием метода Level-Set для определения границ межфазной поверхности в дисперсно-кольцевом течении в горизонтальной трубе; целью работы было исследование механизмов подъема жидкости вверх по боковым стенкам канала. Было показано, что ключевым механизмом подъема жидкости является азимутальный градиент давления в волнах возмущения. van't Westende et al. (2007b) провели моделирование динамики капель в газовом потоке в шероховатой трубе с целью исследовать влияние вторичного течения на осаждение капель. Для

газовой фазы применялся LES-подход, для капель - Лагранжев подход. Gulati (2012) использовал комбинацию Level Set и LES-методов, Rodriguez (2009) - Level Set и DNS. Yun et al. (2010) использовали гибридный метод, в котором течение жидкости описывалось в Лагранжевом подходе, а поток газа - методом конечных элементов. Целью работы было моделирование перехода к уносу жидкости в дисперсную фазу. Höhne et al. (2015), Höhne & Hansch (2015) использовали алгебраическую модель плотности межфазной поверхности и RANS-моделирование турбулентности, Parsi et al. (2015) - VoF метод и k - ε / k - ω модели турбулентности для моделирования перемежаемого режима течения.

Yang et al. (2017, 2018) моделировали кольцевой режим течения в кольцевом канале при помощи методов LES и Level-Set в трехмерной постановке с исследованием пространственно-временной эволюции волн возмущения. Было обнаружено, что в пристенном ("ламинарном") слое жидкости после прохождения волны возмущения могут возникать локализованные пятна турбулентности, вызывающие существенные флуктуации температуры, которые могут инициировать кипение. Сходная постановка использовалась в работе Sato & Niceno (2017) при моделировании VoF-методом. В работе Kishore & Jayanti (2004) численное моделирование проводилось методом конечных элементов с отдельным решением задачи в жидкой и газовой фазах, а также с привлечением эмпирических корреляций в виде замыкающих соотношений. Анализ результатов моделирования ограничивался исследованием интегральных характеристик потока: эволюция перепада давления, средней толщины пленки и расхода дисперсной фазы с расстоянием удовлетворительно соответствуют измерениям Wolf et al. (2001). Также были произведены расчеты профиля скорости в газовом ядре и профиля концентрации капель в ядре канала. Сходным образом устроены т.н. двухжидкостные и трехжидкостные модели течения, включающие в себя уравнения баланса массы и движения отдельно для каждой из фаз (газовое ядро, пленка жидкости, капли в газовом ядре) с эмпирическими замыкающими соотношениями (Nigmatulin 1973, Sugawara 1990, Alipchenkov et al. 2004, Patruno et al. 2009, Liu et al. 2011a,b).

Han & Gabriel (2007) и Shine et al. (2013) использовали метод VoF и k - ε модель турбулентности. Моделируемые волны возмущения оказались гладкими и значительно более регулярными, чем в экспериментах Han & Gabriel (2007). Моделируемые волны возмущения склонны к быстрому опрокидыванию: их гребни нависают над фронтом, продолжая расти в объеме. В итоге гребни, объем которых становится сравним с объемом волн возмущения, срываются газовым потоком, в соответствии с гипотезой, предложенной Ishii & Grolmes (1975). Был также рассмотрен случай слияния двух волн возмущения. При этом настигаемая волна испытывает фактически те же деформации, что и одиночная волна возмущения. В работе Kumar et al. (2016a) было проведено моделирование механизмов отрыва капель (см. п. 1.3.1) методом VoF; турбулентностью пренебрегалось. Были получены три сценария срыва капель: "подрезание" (undercutting) волны,

опрокидывание ("rolling") волны и перегораживание ("orificing") потока. Авторы отождествили первый и второй сценарии со сценариями bag и ligament break-up, соответственно (см. Azzopardi 1983), хотя в обоих случаях есть качественные отличия от описаний, приведенных Azzopardi. Третий сценарий можно при желании отождествить с разрывом мембраны (жидкой перемычки), хотя в данном моделировании отрыв капель происходит до замыкания мембраны. При этом сценарий "undercutting" реализуется в случае, когда среднерасходная скорость жидкости, V_L , значительно превышает среднерасходную скорость газа, V_G , "orificing" - при $V_L \sim V_G$, "rolling" - при $V_L \ll V_G$. Эти условия вызывают серьезные сомнения в достоверности данного моделирования. В частности, течение с $V_L \gg V_G$ не является кольцевым режимом течения. Кроме того, как уже было упомянуто, сценарии bag и ligament break-up могут реализоваться в одних и тех же условиях. Опрокидывание волн, приводящее к отрыву, было также зарегистрировано в работе Guo et al. (2016).

В работе Fan et al. (2018) моделирование проводится методами VoF и LES. В отличие от большинства численных работ, в данном исследовании изучается развитие течения вниз по потоку без наложения периодических граничных условий, а также уделяется большое внимание обработке полученных данных по эволюции волн на поверхности пленки жидкости. Конфигурация области измерений и режимные параметры задаются на основе экспериментов данной диссертации. Подробное сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными будет приведено в главе 4. В прочих перечисленных работах сложно говорить даже о качественном соответствии результатов моделирования экспериментальным наблюдениям. Безусловно, численные методы необходимо развивать и применять, однако это должно происходить в тесной взаимосвязи с экспериментальными исследованиями.

1.4.3. Моделирование волнового течения тонких пленок жидкости при слабом обдуве

Построение физических моделей дисперсно-кольцевого течения должно начинаться с моделирования волнового течения обдуваемой газом пленки жидкости. За последние 70 лет было развито большое количество моделей волнового течения пленок жидкости под действием силы тяжести и в присутствии спутного либо противоточного потока газа. Первыми шагами в этом направлении принято считать работы Капицы (Капица 1948, Капица и Капица 1949). Как правило, для упрощения задачи применяется ряд упрощений, включая приближение пограничного слоя, длинноволновое приближение, приближение двумерности, приближение слабонелинейных волн. Упрощенными вариантами системы уравнений Навье-Стокса являются уравнения Буссинеска, Кортевега-де-Вриза, Орра-Зоммерфельда и т.д., применимые для различных предельных случаев.

Первым этапом моделирования волн является анализ устойчивости течения на основе линейризованных уравнений Навье-Стокса и неразрывности. Такие задачи решаются как в рамках интегрального подхода (т.е., интегрированием уравнений по толщине слоя жидкости в предположении о ламинарном автомодельном профиле скорости в пленке), так и более сложными методами, такими, как решение уравнения Орра-Зоммерфельда. Результатом решения являются т.н. дисперсионные соотношения, определяющие зависимость фазовой скорости и инкремента нарастания амплитуды волн от волнового числа, $c(k)$ и $\beta(k)$. Характерными точками зависимости инкремента от волнового числа являются нейтральная точка k_0 , $\beta(k_0)=0$, $k_0 \neq 0$, а также точка k_m , $\partial\beta/\partial k (k=k_m)=0$, позволяющая определить длину волн максимального роста. Для свободно стекающих пленок жидкости зависимость $c(k)$ в безразмерной форме начинается в точке $c_0=c(k=0)=3u_0$, где u_0 - средняя скорость жидкости по сечению пленки, а c_0 соответствует скорости кинематических волн. С ростом k фазовая скорость снижается, достигая минимума вблизи k_m . Последующий рост в пределе больших k выходит на капиллярную асимптоту. Такие зависимости были получены в большом количестве работ. В ряде работ дисперсионные соотношения были также получены экспериментально, путем измерения характеристик волн, возбуждаемых пульсациями расхода жидкости или колебаниями поверхности пленки на заданной частоте. В результате было получено хорошее соответствие между теорией и экспериментом для случая умеренных чисел Рейнольдса жидкости (Krantz & Goren 1971, Pierson & Whitaker 1977, Алексеенко и др. 2004). Волны малой амплитуды испытывают экспоненциальный рост; на этой стадии инкремент роста постоянен, а фазовая скорость не зависит от амплитуды. С ростом амплитуды волны становятся нелинейными; первым проявлением нелинейности является развитие кратных гармоник в спектре сигнала. Моделирование нелинейных волн является существенно более сложной задачей, для решения которой используются различные приближения по параметру длинноволновости $\varepsilon=a/\lambda$, где a и λ - амплитуда и длина волны, а также более сложные методы решения. Как правило, такие уравнения имеют множественные семейства решений, характеризующихся различной формой и характеристиками нелинейных волн и определяемых, в том числе, параметрами начальных возмущений.

Задача о моделировании нелинейных волн на поверхности свободно стекающих пленок жидкости решалась в работах Шкадов (1967), Brauner & Maron (1983), Floryan et al. (1987), Maron et al. (1989), Prokopiou et al. (1991), Алексеенко и др. (1992), Chang et al. (1995, 2002), Miladinova et al. (2002), Malamataris et al. (2002), Chang & Demekhin (2002), Gao et al. (2003), Doro & Aidun (2003), Park & Nosoko (2003), Nosoko & Miyara (2004), Mudunuri Balakotaiah (2006), Шкадов Демехин (2006), Tushkanov & Shkadov (2007), Demekhin et al. (2007), Islam et al. (2007), Craster & Matar (2009), Ramadurgam et al (2012), Pradas et al. (2012), Beloglazkin &

Shkadov (2012), Kofman et al. (2014), Aktershev & Alekseenko (2014), Charogiannis et al. (2017), Denner et al. (2018).

Наличие газового потока существенно осложняет задачу. Помимо ускорения и утоньшения пленки газовым потоком, возрастает неустойчивость поверхности пленки жидкости за счет вариации давления и касательного напряжения трения со стороны газа вдоль профиля возмущения. Определение зависимостей локальных напряжений от фазы волны является отдельной задачей, решавшейся в работах Thorsness et al. (1978), Hanratty et al. (1983), Abrams & Hanratty (1985), Ricard & Shkadov (1989), Asali & Hanratty (1993), Shaikh & Siddiqui (2010), Liu et al. (2010), Naraigh et al. (2011). Чаще всего задача решается раздельно в жидкой и газовой фазах. При решении задачи в газе поверхность жидкости рассматривается как твердая стенка. Для задания возмущений со стороны газа используются упрощенные подходы, такие, как квази-ламинарный подход Бенжамина-Майлса, модель переноса граничных условий на невозмущенный уровень и т.д. При учете вариации напряжений со стороны газа вдоль профиля волны наличие потока газа любой ориентации приводит к повышению инкремента роста амплитуды волн (Alekseenko & Nakoryakov 1995). При этом спутный поток расширяет область неустойчивости, а противоточный - сужает ее (Alekseenko et al. 2009a). Задача о нелинейном развитии волн на обдуваемой газом пленке жидкости решалась в работах Демехин и др. (1989), Scheintuch Dukler (1989), Холпанов Шкадов (1990), Aktershev & Alekseenko (1996), Boomkamp & Miesen (1997), Inada et al. (2004), Frank (2008), Nepomnyashchy & Simanovskii (2008), Trifonov (2009, 2013), Salhi et al. (2010), Vellingiri et al. (2013), Vozhakov et al. (2015), Tsvelodub & Bocharov (2017).

В большинстве перечисленных моделей рассматривалось течение пленки жидкости при малых (порядка единицы) и умеренных (порядка десятков) числах Рейнольдса, а также при достаточно малых (до 10 м/с) скоростях потока газа. Большинство описанных подходов неприменимо для случая чисел Рейнольдса жидкости более 100, характерных для режимов дисперсно-кольцевого течения с уносом жидкости в дисперсную фазу. Моделирование течения тонких пленок жидкости при высокоскоростном обдуве газом с использованием некоторых из рассмотренных моделей вполне возможно, однако прямой экспериментальной верификации практически не проводилось, в том числе и из-за недостатка экспериментальных данных (один из первых примеров такой верификации будет приведен в главе 3). По этим причинам простой экстраполяции рассмотренных моделей на условия дисперсно-кольцевого течения недостаточно; требуется дополнительная работа по определению условий применимости используемых подходов, а также модификации существующих и развития новых подходов к моделированию волнового течения пленок жидкости.

1.4.4. Упрощенные физические модели дисперсно-кольцевого течения

Попытки применить подходы, описанные в предыдущем пункте, к условиям дисперсно-кольцевого режима при высоких скоростях газового потока и / или расходах жидкости предпринимались и ранее. Так, в книге Hewitt & Hall Taylor (1970) проводится оценка расстояния между волнами возмущения на основе анализа устойчивости поверхности пленки к вариациям давления в жидкой и газовой фазах при наличии возмущения малой амплитуды. В качестве стабилизирующей силы выступает сила поверхностного натяжения, вязкими силами пренебрегается. Уравнения Орра-Зоммерфельда решаются в жидкой и газовой фазе, рассматриваются условия применимости длинноволнового приближения и выводятся дисперсионные соотношения. Для оценки длины волн максимального роста решается уравнение $\beta(k_0)=0$ и предполагается, что $k_m=k_0/2$. В длинноволновом приближении уравнение $\beta(k_0)=0$ легко решается аналитически. Скорость волн возмущения определяется как $c(k_m)$. Легко показать, что расчетная длина волны волн возмущения имеет порядок 10^{-4} м, в то время как измеренное расстояние между волнами возмущения примерно на три порядка выше. Тем не менее, этот метод расчета до сих пор активно используется в "физических" моделях, предсказывающих интенсивность уноса, которые будут рассмотрены ниже.

Наиболее последовательные и настойчивые попытки применить методы моделирования, развитые для тонких пленок при слабом обдуве газом на случай дисперсно-кольцевого течения предпринимались в работах профессора T.J. Hanratty (Hanratty & Engen 1957, Hanratty & Hershman 1961, Cohen & Hanratty 1965, Woodmansee & Hanratty 1969, Miya et al. 1971, Abrams & Hanratty 1985, Andreussi et al. 1985, Andritsos & Hanratty 1987). При этом теоретическое моделирование сопровождалось экспериментальными исследованиями. Подведение итогов этих работ приведено в обзорах Hanratty (1991), Hanratty et al. (2000) и книге Hanratty (2013).

В работе Asali & Hanratty (1993) проводится оценка длины волны при течении тонких (в отсутствие уноса жидкости) пленок жидкости в условиях сильного обдува газом. Анализ устойчивости проводится с учетом вариации касательных и нормальных напряжений вдоль профиля волны, однако в рамках интегрального подхода. Результатом моделирования стало двукратное занижение длины волны по сравнению с экспериментом. Авторами была сделана попытка объяснить расхождение развитием поперечной неустойчивости фронтов двумерных волн со ссылкой на работу McLean et al. (1981).

Chu & Dukler (1974) было проведено сравнение свойств волн ряби на поверхности остаточного слоя в присутствии волн возмущения с предсказаниями теоретических моделей устойчивости. Было получено сильное расхождение между моделями и экспериментом.

В работах Hanratty & Hershman (1961) и Andreussi et al. (1985) в рамках анализа устойчивости пленки к длинноволновым возмущениям малой амплитуды была выполнена оценка положения

режимной границы перехода к появлению волн возмущения на поверхности обдуваемой газом пленки в горизонтальном течении в прямоугольном канале. На основе ряда приближений из условия нейтральной устойчивости было исключено волновое число, что позволило получить уравнение, определяющее соотношение между критическими расходами газа и жидкости, при которых происходит переход. Ряд величин в уравнении был описан на основе данных авторов по измерению вариации напряжений в газе вдоль профиля волны, а также эмпирических корреляций для средней толщины пленки и среднего межфазного трения. В задаче также присутствует дополнительный варьируемый параметр, ассоциируемый либо с вариацией профиля скорости, либо с "запаздыванием" фазы амплитуд напряжений относительно амплитуды волны, который подбирался из эмпирических соображений. Режимные границы, определенные в результате такого моделирования, показали хорошее соответствие с экспериментальными наблюдениями.

Woodmansee & Hanratty (1969) применили анализ баланса сил поверхностного натяжения и падения давления над гребнями волн ряби на поверхности волн возмущения (неустойчивость Кельвина-Гельмгольца) для определения режимных границ перехода к уносу. После эмпирических корректировок было получено хорошее соответствие между расчетной и экспериментальной режимными границами. Miya et al. (1971) предложили модель, описывающую форму крупных волн на поверхности толстых пленок жидкости, обдуваемых потоком газа с умеренной скоростью. Расчет проводился для волн с амплитудой порядка нескольких миллиметров и длиной порядка метра. В расчете использовались результаты измерений давления вдоль твердого профиля, имитирующего наблюдаемые волны, а также величины трения на стенке. Моделируемая форма такой волны хорошо соответствует результатам измерения ее профиля датчиками проводимости.

Ishii & Grolmes (1975) была предложена модель, предсказывающая амплитуду волн возмущения. В модели предполагается, что, благодаря сдвиговому воздействию газа, скорость жидкости вблизи поверхности волн возмущения в два раза превосходит среднюю скорость жидкости. Из этих соображений определяется значение толщины пленки, соответствующее высоте волны возмущения. Значение трения со стороны газа определяется из эмпирической корреляции Hughmark (1973) для среднего межфазного трения. Модель подразумевает линейный профиль скорости жидкости в волне возмущения, что не согласуется с результатами экспериментальных исследований (см. 1.2.7). Соотношение между скоростями, равное 2, не было обосновано. Кроме того, можно ожидать, что межфазное трение на поверхности волны возмущения будет существенно превосходить среднее значение межфазного трения. Несмотря на перечисленные возражения, модель активно используется в "физических" моделях, предсказывающих интенсивность уноса.

Недавно Hall Taylor et al. (2014) развили новую модель волн возмущения, в которой отдельно рассматривается потенциальное течение газа над волной возмущения, вихревое течение жидкости в волне возмущения и вихревое движение газа с наветренной стороны волны возмущения. В модели закладывается ряд достаточно смелых базовых предположений (нулевая толщина остаточной пленки жидкости, треугольная форма волн возмущения, равенство расстояния между волнами возмущения двум продольным размерам волны, и.т.д.). Тем не менее, модель определенно заслуживает дальнейшего развития.

В работе Lim and No (1996) была предложена модель перехода от кольцевого к перемежаемому течению на основе анализа неустойчивости волн возмущения. Были определены условия, когда нарушается баланс сил на гребне волны возмущения, что приводит к стремительному росту волны с перекрытием волной сечения канала.

В последние годы исследователями был предложен ряд достаточно сходных друг с другом "физических" моделей, предсказывающих интенсивность уноса жидкости в дисперсную фазу Holowach et al. (2002), Lane et al., (2010), Ryu & Park (2011), Baniamerian & Aghanajafi (2011), Liu & Bai (2017). В таких моделях закладывается ряд базовых предположений о форме, характеристиках и трехмерной структуре волн возмущения, а также о механизмах уноса жидкости. В качестве механизма уноса жидкости используется гипотеза Ishii & Grolmes (1975) о срыве газовым потоком гребней волн возмущения (механизм 6 в 1.3.1). Объем жидкости, срываемой с гребня волны за один акт отрыва, рассчитывается из баланса между дестабилизирующей силой трения со стороны газа, силой тяжести (стабилизирующий или дестабилизирующий эффект которой определяется ориентацией потока) и стабилизирующей силой поверхностного натяжения. Сила трения определяется по эмпирической корреляции Kataoka et al. (1983) для среднего значения межфазного трения. В расчете закладывается синусоидальная форма волны возмущения (в работе Ryu & Park 2011 профиль волны описывается кривой Гаусса). Скважность волн возмущения задается равной 0,5 (т.е., предполагается строго синусоидальная форма поверхности пленки), за исключением работы Ryu & Park, в которой со ссылкой на эксперименты Schadel & Hanratty (1989) and Paras et al. (1994) скважности присваивается значение 0,4. Амплитуда волн возмущения рассчитывается на основе упомянутой выше модели Ishii & Grolmes (1975). Длина волны возмущения рассчитывается по модели Hewitt & Hall Taylor (1970), однако вместо длины волн максимального роста закладывается длина волны нейтральной устойчивости (возможно, это связано с тем, что скорость волн возмущения не растет вниз по потоку, см. Hall Taylor et al. 1963). Скорость волн возмущения определяется как фазовая скорость волн с рассчитанной длиной волны. Волны возмущения в таких моделях предполагаются существенно

трехмерными: в большинстве работ предполагается, что расстояния между волнами возмущения в продольном и поперечном направлениях одинаковы. В работе Ryu & Park (2011) поперечная длина волны определяется как функция амплитуды волн возмущения.

Полная интенсивность уноса (т.е., количество жидкости, срываемой с поверхности пленки с единицы длины канала в единицу времени), определяется как:

$$S_E = \frac{V_{entr} \rho_f N_w}{A_c \tau_{entr}},$$

где A_c - площадь межфазной поверхности в контрольном объеме, N_w - количество волн возмущения в контрольном объеме, τ_{entr} - период актов уноса. Последняя величина определяется как отношение расчетной длины волны волн возмущения к среднерасходной скорости газа относительно скорости волны возмущения.

Расчетная интенсивность уноса превосходит измеренную на несколько порядков (в 10^3 - 10^6 раз), и, более того, значительно превосходит полный объем жидкости в потоке. Исследователи объясняют расхождение тем, что оценка дает максимальный возможный объем срываемой жидкости, в то время как в реальности с гребней срываются капли меньших размеров (Holowach et al. 2002), а также тем, что часть срываемых капель сразу же падает на поверхность пленки и таким образом не учитывается при измерении интенсивности уноса (Liu & Bai 2017). Для улучшения модели используются различные методы эмпирической коррекции. Расчетная интенсивность уноса умножается на различные параметры течения (включая плотность и вязкость каждой из фаз, поверхностное натяжение, межфазное трение и числа Рейнольдса жидкости и газа) в различных степенях, определяемых эмпирически.

Следует отметить, что только в работе Lane et al. (2010) упоминается участие волн ряби на поверхности волн возмущения в процессе отрыва капель. В этой работе делаются поправки на то, чтобы привязать модель не к характеристикам волн возмущения, а к характеристикам волн ряби, что, тем не менее, не устраняет сильного расхождения с экспериментом. Также в этой работе для случая высоких скоростей газа приводится модель уноса на основе механизма "обдирки катящихся волн" ("roll wave stripping"), заключающегося в ускорении касательным напряжением трения со стороны газа жидкостью под гребнем волн возмущения до скоростей, превышающих скорость самой волны. Расчет вклада этого механизма в унос жидкости не доведен до конца, поскольку требует дополнительной информации.

1.5. Выводы по обзору литературы. Постановка задач

Дисперсно-кольцевой режим газожидкостного течения интенсивно исследовался на протяжении последних шестидесяти лет. По причинам практического характера, основной объем исследований был посвящен прямому измерению интегральных характеристик потока, оставляя без внимания процессы взаимодействия поверхности пленки жидкости с турбулентным потоком газа. В меньшей части работ проводились исследования волновой структуры пленки жидкости, в частности, измерения средних значений свойств волн возмущения и, реже, статических распределений этих свойств. Такой подход рассматривает волну возмущения как некий закрытый объект, не рассматривая структуру и природу этих волн. Частично такой подход объясняется ограниченностью имеющихся экспериментальных методик. **Первой задачей** данной работы является развитие измерительных методов, способных удовлетворить требованиям, перечисленным в п. 1.2.2, и обеспечить проведение полномасштабных исследований волновой структуры обдуваемых газом пленок жидкости и процессов обмена дисперсной фазой. Основным методом, используемым в данной работе, является метод лазерно-индуцированной флуоресценции, основанный на яркости изображения (ЛИФ-метод). Кроме того, в работе проводится прямое сравнение ЛИФ-метода с методом планарной лазерно-индуцированной флуоресценции (ПЛИФ).

Случай течения тонких пленок жидкости с числом Рейнольдса ниже критического, обдуваемых высокоскоростным потоком газа, не представлял большого интереса для практически ориентированных исследований, как по причине отсутствия уноса капель, так и вследствие кажущейся простоты, вызванной отсутствием адекватных методов измерения. Обычно считается, что волновая структура пленки жидкости в таких режимах представлена статистически однородными волнами ряби. Единственным исключением является работа Ohba & Nagaе (1993), в которой отмечено существование двух типов волн в режимах без уноса. Однако наблюдения, сделанные в этой работе, не обнаруживают понимания природы двух типов волн и ставят ряд вопросов, оставшихся не исследованными. **Второй задачей** работы является исследование волновой структуры в режимах с числами Рейнольдса жидкости ниже критического. Такое исследование включает в себя проверку наблюдения о сосуществовании двух типов волн, а также полное качественное и количественное описание процессов возникновения, эволюции, взаимодействия и исчезновения волн двух типов.

В режимах с уносом жидкости в дисперсную фазу многими исследователями отмечалось сосуществование волн возмущения с волнами ряби, причем последние наблюдались как на поверхности остаточного слоя между волнами возмущения, так и на самих волнах возмущения. Отмечалось, что волны ряби могут вносить значительный и даже основной вклад в перепад давления в канале; проведены наблюдения, что срыв капель происходит за счет разрушения

волн ряби. Тем не менее, волны ряби в лучшем случае исследовались независимо от волн возмущения, а в большинстве случаев - и вовсе игнорировались. Существуют работы, посвященные исследованию изменения свойств волн возмущения вниз по потоку, однако процесс возникновения таких волн практически не изучен. Единичные работы, посвященные вопросу трехмерности волн возмущения, связывают трехмерность с диаметром канала, в котором проводились измерения. Работы, посвященные измерению поля скорости в волне возмущения, также единичны и не разделяют поле скорости в волне возмущения и в остаточном слое. **Третьей задачей** данной работы является исследование волновой структуры в режимах с уносом капель с поверхности пленки, а именно, структуры волн возмущения, взаимосвязи между волнами возмущения и волнами ряби, механизма формирования волн возмущения и трехмерной структуры волн различных типов.

Существует избыточное количество гипотез, описывающих механизмы срыва капель с поверхности пленки. Большинство из этих гипотез умозрительны, а также зачастую противоречат друг другу. Часть из них основана на представлениях, полученных в экспериментах с низким пространственным разрешением. Отсутствует понимание связи между механизмами атомизации и трехмерной волновой структурой. Капли, уносимые газовым потоком, исследовались независимо от волновой структуры. **Четвертой задачей** работы является определение механизмов отрыва капель с поверхности пленки, сравнительный анализ гипотез, описывающих механизм отрыва, изучение свойств капель на начальной стадии их эволюции.

Процессы осаждения капель из ядра газового потока на поверхность пленки жидкости исследовались в основном на интегральном уровне, в виде измерения интенсивности осаждения. Явление удара капли по поверхности слоя жидкости изучалось, главным образом, для модельного случая нормального удара капли по покоящейся поверхности жидкости. В то же время, удары капель в условиях, моделирующих условия дисперсно-кольцевого течения, а именно, удары капель с высокой скоростью под малым углом к поверхности пленки, покрытой волнами различных типов и масштабов, практически не изучались. **Пятой задачей** работы является исследование сценариев взаимодействия капель, осаждающихся из газового потока, с волновой поверхностью пленки жидкости, роли каждого из сценариев в процессах вторичного брызгоуноса и захвата пузырьков газа.

Дисперсной фазой в дисперсно-кольцевом течении являются не только капли жидкости в ядре газового потока, но и пузырьки газа, захваченные пленкой жидкости. Существование пузырьков отмечалось во многих работах, однако единственной работой, посвященной изучению таких пузырьков, является работа Rodriguez & Shedd (2004). Эти эксперименты ограничивались измерением размеров пузырьков в остаточном слое; динамика пузырьков и

связь этой динамики с волнами возмущения не рассматривались; механизм захвата пузырьков объяснялся на основании единичных наблюдений и аналогии с морскими волнами. **Шестой задачей** является исследование сценариев захвата пузырьков газа пленкой жидкости, определение влияния сценариев захвата и волновой структуры пленки жидкости на эволюцию и характеристики захваченных пузырьков.

Поставленные задачи направлены на **усложнение представлений** о физических процессах, определяющих волновую структуру кольцевого и дисперсно-кольцевого режимов газожидкостного течения, а также более глубокий и детальный анализ процессов обмена дисперсной фазой в дисперсно-кольцевом потоке. В большинстве практических приложений сложность задачи повышается вследствие изменения внешних условий, таких как: наличие теплового потока на стенках канала, наличие фазовых превращений (испарение, кипение, конденсация), наличие химических реакций, изменение вязкости, плотности и поверхностного натяжения жидкости, высокие давления в системе, изменение вязкости и плотности газа, изменение формы и размеров поперечного сечения канала (течение в прямоугольных каналах, в кольцевых каналах, в сборках стержней и т.д.), изменение ориентации потока (восходящее, опускное, горизонтальное, наклонное течение), наличие поворотов и изгибов (чаще всего на 90° и 180°), разветвлений и соединений каналов (т.н. Т-соединения), течение по сложным (в т.ч. шероховатым и оребренным) поверхностям, течение по поверхностям с низкой смачиваемостью (в т.ч. течения с контактной линией), течение неньютоновских жидкостей, наножидкостей, криогенных жидкостей, жидких металлов и т.д.

В данной работе влияние большинства этих факторов практически не рассматривается, поскольку стартовой точкой для усложнения представлений целесообразно выбрать хорошо изученный случай. На сравнительно простом уровне понимания и анализа (перепад давления в канале, интенсивность уноса и осаждения капель, средняя толщина пленки жидкости и средние характеристики волн возмущения, развитие этих величин вниз по потоку) дисперсно-кольцевое течение наиболее хорошо изучено для случая **адиабатического водо-воздушного течения** в трубах при давлениях, близких к атмосферному. В рамках этих условий исследуется влияние расходов жидкости и газа, а также расстояния от входа в канал на изучаемые процессы. Варьирование внешних условий ограничивается изменением ориентации потока (опускное, восходящее, горизонтальное течение), формы поперечного сечения канала (круглое, прямоугольное), диаметра канала (от 11,7 мм до 43 мм), а также вязкости рабочей жидкости (от 10^{-6} до $1,9 \cdot 10^{-6}$ м²/с).

Задачи будут решаться экспериментально, путем проведения полевых измерений локальной толщины пленки жидкости и исследования совместной пространственно-временной эволюции волн различных типов и элементов дисперсной фазы. Полученная информация послужит

материалом для прямой проверки, уточнения и последующего **развития теоретических и численных моделей** дисперсно-кольцевого течения. Как было отмечено, большинство теоретических моделей в существующем виде работают лишь в области малых расходов жидкости и газа, а численные модели требуют значительных расчетных мощностей. Однако главным препятствием к их развитию является отсутствие экспериментального материала для надлежащего сравнения. Проверка моделей подразумевает прямое сравнение моделируемой картины с экспериментальными наблюдениями процессов возникновения, развития, взаимодействия волн, срыва капель, ударов капель по поверхности пленки, захвата пузырьков. По результатам такого сравнения может быть сделан осознанный выбор упрощающих предположений, закладываемых в модель, с целью максимально приблизить модель к реальности.

Глава 2. Экспериментальные установки и методы измерений

2.1. Описание экспериментальных установок и режимных параметров

Эксперименты данной работы проводились на нескольких экспериментальных установках, отличающихся, главным образом, параметрами рабочего участка (размеры, форма, ориентация потока). В таблице 2.1 приведены сведения о рабочих участках и диапазоне режимов всех установок.

Таблица 2.1. Характеристики экспериментальных установок

	1	2	3	4
Поперечное сечение	Круглое	Круглое	Круглое	Прямоуг.
Поперечные размеры	$D=15$ мм	$D=11,7$ мм	$D=32,4$ мм	$H=25$ мм; $W=161$ мм. $D=4S/P=43$ мм.
Длина	1000 мм	700 мм	5000 мм	2000 мм
Материал	Оргстекло	Оргстекло	ФЭП	Оргстекло
Ориентация течения	Опускное	Опускное / восходящее	Опускное	Горизонт.
Ввод жидкости	Парал. щель	Парал. щель	Накл. щель	Накл. щель
Где находится	ИТ СО РАН	ИТ СО РАН	Лондон	Ноттингем
Рабочая жидкость	Вода, ВГР1, ВГР2	Вода, ВГР1, ВГР2	Вода	Вода
Диапазон чисел Рейнольдса жидкости	16-400	16-400	150-1350	155-520
Диапазон скоростей газа	0-60 м/с	0-100 м/с	0-39 м/с	0-35 м/с
Расстояние от входа до области измерений	3-103 мм, 500-620 мм	330-430 мм	4000 мм	1100-1300 мм
Измерения уноса и перепада давления	+	+	-	-

В общем случае экспериментальная установка для исследования дисперсно-кольцевого режима газожидкостного течения состоит из замкнутого гидродинамического контура, системы подачи воздуха, распределителя и рабочего участка. До начала экспериментов жидкость содержится в

приемном баке. Жидкость может циркулировать по контуру либо под действием статического давления, оказываемого силой тяжести, либо под давлением, создаваемым работающим насосом. В первом случае (установки 1-2) перед началом экспериментов жидкость закачивается насосом в напорный бак, расположенный на высоте нескольких метров над входом в канал. После этого насос выключается, и жидкость поступает в рабочий участок самотеком. Достоинством такой конфигурации является исключение малых возмущений поверхности плёнки, вызываемых вибрациями установки от работающего насоса. Общий объем рабочей жидкости обычно составлял 30-50 литров; по мере опустошения напорного бака в него повторно закачивалась рабочая жидкость в промежутках между измерениями. Расход жидкости регулировался вентилем, перекрывающим часть сечения трубы, соединяющей напорный бак и рабочий участок.

Во втором случае (установки 3-4) насос работал в течение всего экспериментального цикла, заставляя жидкость циркулировать по контуру. Грубая регулировка расхода жидкости осуществлялась при помощи изменения мощности насоса, плавная регулировка - за счет перераспределения потока жидкости между рабочим участком и обходным каналом ("bypass line").

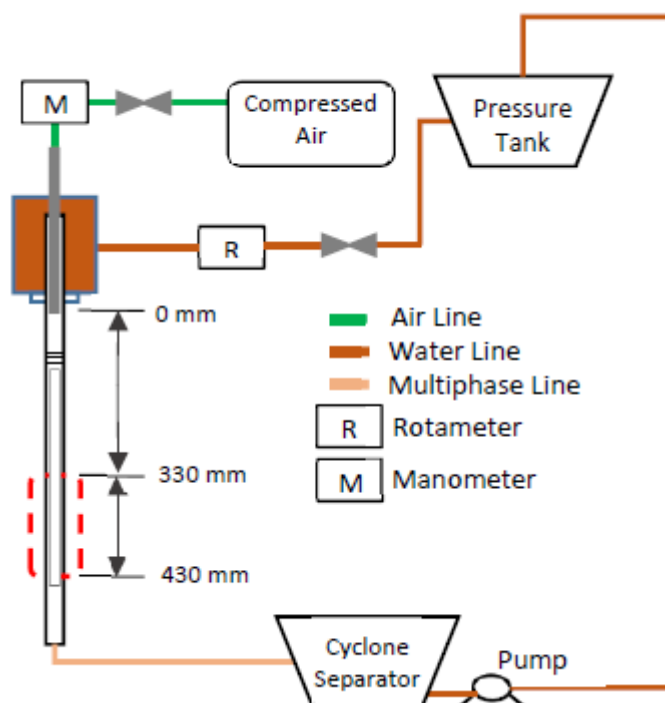


Рис. 2.1. Схема установок 1 и 2 при опускной ориентации потока (автор рисунка - Joao Vasques).

Контроль расхода жидкости на установках 1, 2, 4 осуществлялся при помощи поплавковых ротаметров, калибровка которых проводилась посредством измерения объема жидкости, протекающего через ротаметр в единицу времени. На установке 3 расход жидкости контролировался при помощи расходомера турбинного типа для больших расходов жидкости и кориолисова расходомера для малых расходов. Погрешность определения расходов зависит от типа расходомера и диапазона измеряемых значений. В исследуемых режимах погрешность не превышала 3%.

В установках 1-3 подача газа осуществлялась от магистрали сжатого воздуха. До попадания в распределитель воздух проходил через редуктор, фильтр и успокоительную секцию. Длина прямого участка успокоительной секции составляла около 1 метра; в этой секции располагались хоникомбы для ламинаризации потока. Расход воздуха регулировался входным вентилем. На установках 1-2 контроль расхода осуществлялся при помощи расходомерной шайбы. Перепад давления на шайбе контролировался жидкостным манометром, калибровка которого проводилась при помощи газового счетчика. В установке 3 расход газа контролировался программируемым термальным контроллером. В установке 4 поток воздуха создается воздуходувкой и также проходит успокоительную секцию. Воздуходувка всегда работает на одной мощности, а регулировка расхода воздуха производится посредством распределения потока между рабочим участком и обходным воздушным каналом. Расход воздуха через рабочий участок контролируется манометром, калибровка которого производилась посредством измерения расхода воздуха через сечение сухого канала. Для этой цели проводились измерения локального расхода воздуха в различных точках сечения сухого канала при помощи трубки Пито. Переход от течения в круглой трубе к течению в прямоугольном канале осуществлялся при помощи переходных секций, включающих в себя участки в виде диффузора и конфузора по разным координатам. Погрешность измерения расхода газа не превышала 2%.

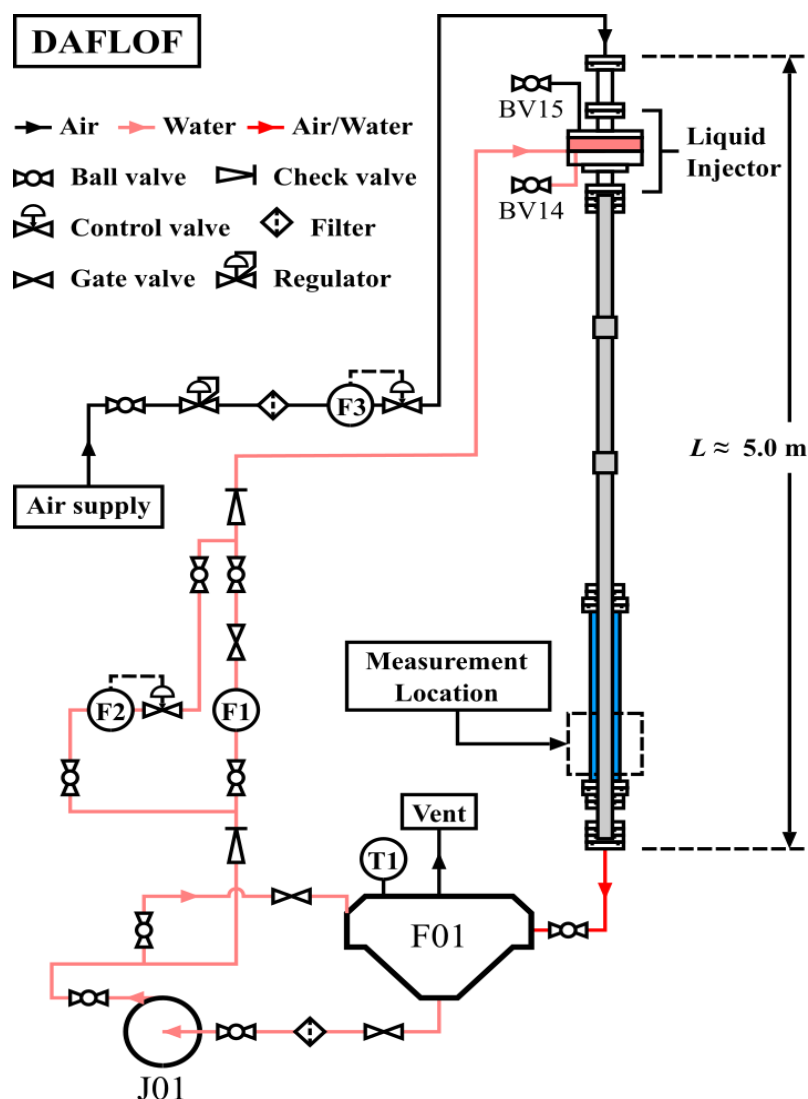


Рис. 2.2. Схема установки 3. Рисунок авторства Jae Sik An.

Существует большое количество вариантов организации входного участка (см. подробнее п. 1.1.2 Обзора литературы). Поскольку длина рабочих участков в большинстве случаев была ограничена (в первую очередь, размерами помещения), была выбрана конфигурация, при которой жидкость подается на стенки канала в виде пленки и, таким образом, кольцевое течение реализуется начиная от самого входа в канал. При этом на входе в канал доля дисперсной фазы была равна нулю. В установках 1-2 газ подавался в канал через металлическую трубку, соосно вставленную в основной канал. Толщина стенки трубки составляла 0,3 мм. Жидкость подавалась на стенки канала через кольцевую щель между внешней стенкой трубки для подачи воздуха и внутренней стенкой рабочего участка. Ширина щели составляла 0,5 мм. Жидкость поступала в зазор из распределителя (объем которого в разных установках составлял от 0,5 л до 1 л), полностью заполненного рабочей жидкостью. Перед экспериментами из распределителя вытеснялись попавшие туда пузырьки воздуха. В

установке 3 зазор не был параллелен стенке: щель для подачи жидкости имела форму конуса. В установке 4 жидкость подавалась на одну (нижнюю) стенку канала через зазор, располагавшийся под небольшим углом к этой стенке. Пройдя через рабочий участок, газожидкостный поток попадал в сепаратор циклонного типа (1-3), откуда жидкость стекала в приемный бак, а воздух выбрасывался в атмосферу. В установке 4 разделение фаз происходило непосредственно в приемном баке.

Рабочие участки всех установок, кроме 3, были изготовлены из оргстекла. Установка 3 создавалась с целью проведения экспериментов методом планарной лазерно-индуцированной флуоресценции. В этом методе важно обеспечить равенство показателей преломления рабочей жидкости и материала стенки канала. По этой причине рабочий участок установки 3 был изготовлен из фторированного этилен-пропилена (Fluorinated ethylene propylene, FEP), показатель преломления которого при 20°C равен 1,34. В каналах круглого сечения (1-3) возникают дополнительные сложности, связанные с искажениями изображения на криволинейной поверхности внешней границы канала. С целью устранения таких искажений канал 1 был выполнен с квадратным внешним сечением, канал 2 - с круглым внешним сечением со срезанным сегментом с одной стороны, канал 3 был заключен в прямоугольный оргстеклянный корпус, заполненный водой.

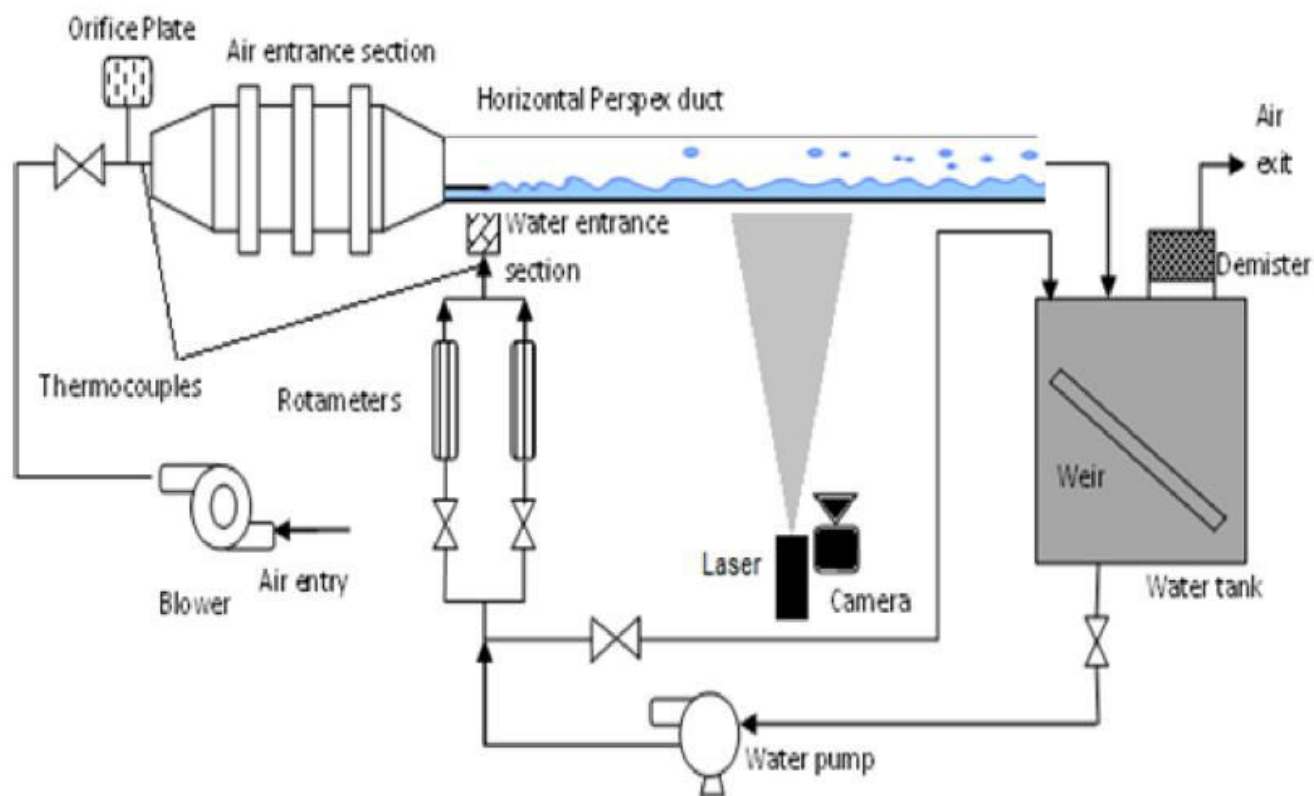


Рис. 2.3. Схема установки 4. Модифицированный рисунок авторства Keno Hubner (2004).

При обдуве потоком воздуха жидкости комнатной температуры происходит испарение жидкости, приводящее к понижению ее температуры. После 1-2 часов эксплуатации установки в рабочем режиме жидкость достигает равновесной температуры, примерно равной 16°C. Кинематическая вязкость воды при такой температуре примерно равна $1,15 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. В течение экспериментального цикла проводилась периодическая проверка температуры рабочей жидкости, а также уровня жидкости в приемном баке с целью удостовериться, что существенного испарения жидкости не происходит. Температурной особенностью установки 3 был сильный нагрев рабочей жидкости расходомерами, в особенности кориолисовым расходомером. При наличии сильного обдува удавалось достичь равновесной температуры рабочей жидкости порядка 17-18°C, однако при низких скоростях газа или в отсутствие обдува жидкость могла нагреваться до 25-27°C. Такой нагрев вызывал изменение вязкости рабочей жидкости, которое необходимо было учитывать при расчете опорного сигнала и определении числа Рейнольдса жидкости. Особенностью установки 4 был нагрев потока воздуха воздухоподувкой до 40°C. При этом равновесная температура рабочей жидкости достигала 20°C. Координаты начала и конца области измерений относительно входа в канал указаны в таблице. Эксперименты на установках 1 и 2 проводились не только на воде, но и на двух водоглицериновых растворах с кинематической вязкостью $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ и $1,9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ (ВГР1 и ВГР2, соответственно) при рабочей температуре. Вязкость рабочих жидкостей измерялась при помощи капиллярного вискозиметра. Также на этих установках, помимо полевых измерений толщины пленки методом ЛИФ, проводились вспомогательные измерения среднего по времени перепада давления в канале и доли жидкости, распространяющейся в виде капель. Измерения на установке 1 проводились по всей ее длине (см. Черданцев 2006), на установке 2 - на расстояниях 400 и 500 мм от входа в канал. Измерения перепада давления велись при помощи дифференциального манометра, подсоединенного к патрубкам, введенным заподлицо в стенку канала. Измерения расхода дисперсной фазы проводились при помощи зонда-пробоотборника, расположенного на оси канала. Поскольку в данной работе измерения интегральных характеристик практически не используются, за исключением отдельных упоминаний в главе 3, подробное описание методов измерения интегральных характеристик можно найти в работе Черданцев (2006).

Основными варьируемыми параметрами задачи в отдельно взятом экспериментальном цикле являются расходы жидкости и газа. Существуют различные подходы к проблеме обобщения этих величин в различных условиях эксперимента (т.е., в каналах различных диаметров, при варьировании свойств рабочей жидкости и т.п.). Наиболее распространенным подходом является использование среднерасходных скоростей жидкости и газа, определяемых как отношение объемного расхода каждой из фаз к площади поперечного сечения канала:

$$V_{SG} = \frac{4Q_G}{\pi D^2}; \quad V_{SL} = \frac{4Q_L}{\pi D^2} \quad (2.1)$$

Преимуществом такого подхода является его универсальность: он не требует знания режима двухфазного течения, и поэтому именно в такой форме обычно строятся режимные карты двухфазных потоков (см. 1.1.1). Однако, если уже установлено, что в рабочем диапазоне параметров реализуется дисперсно-кольцевой режим газожидкостного течения, такой подход становится малоинформативным, поскольку части поперечного сечения, занятые жидкой и газовой фазой, обладают различной формой. Площадь поперечного сечения, занятого жидкостью, растет пропорционально диаметру канала:

$$S_L = \frac{\pi D^2}{4} - \frac{\pi(D - 2h)^2}{4} = \pi(Dh - h^2) \simeq \pi Dh, \quad h \ll D, \quad (2.2)$$

а не квадрату диаметра (здесь h - средняя толщина пленки жидкости). По этой причине использование формулы (2.1) дает заниженное и поэтому не информативное значение среднерасходной скорости жидкости. Впрочем, определение среднерасходной скорости жидкости в пленке как

$$V_{SLF} = \frac{Q_L}{\pi Dh} \quad (2.3)$$

также имеет существенный недостаток: величина h не является контролируемым параметром. Его можно получить либо из измерений / имеющихся эмпирических корреляций, либо из предположения о волновой структуре поверхности пленки и профиле скорости в пленке жидкости.

С другой стороны, величина $V_{SL}^*h = Q_L/\pi D$, представляющая собой удельный расход жидкости на единицу поперечной длины канала, является контролируемым параметром. Более того, отношение этой величины к кинематической вязкости жидкости дает пленочное число Рейнольдса жидкости. Можно предположить (и это будет подтверждено в разделе 4.4), что использование такого параметра позволит провести обобщение данных как по диаметру, так и по вязкости рабочей жидкости. Пленочное число Рейнольдса фактически построено по средней толщине и средней скорости пленки жидкости:

$$Re_{LF} = \frac{V_{SLF}h}{\nu} = \frac{Q_L h}{\pi D h \nu} = \frac{Q_L}{\pi D \nu} \quad (2.4)$$

и соотносится с числом Рейнольдса, построенным по диаметру трубы, как:

$$Re_L = \frac{V_{SL}D}{\nu} = \frac{4Q_LD}{\pi D^2 \nu} = \frac{4Q_L}{\pi D \nu} = 4Re_{LF} \quad (2.5)$$

В дальнейшем по умолчанию в качестве числа Рейнольдса жидкости, Re_L , будет указываться именно пленочное число Рейнольдса, Re_{LF} , подразумевая, что уточняющий индекс F присутствует.

Использование числа Рейнольдса для жидкой фазы наводит на мысль о построении аналогичного безразмерного критерия для газовой фазы, однако правомерность реализации такой идеи в дисперсно-кольцевом течении вызывает вопросы. В числе Рейнольдса газа вклады диаметра канала и средней скорости газа в турбулизацию потока одинаковы, что затрудняет обобщение данных, полученных в трубах различного диаметра. В частности при таком обобщении будет ожидать подобие течения, например, при скорости газа 1 м/с в трубе диаметром 1 м и при скорости газа 100 м/с в трубе диаметром 1 см. На самом же деле волновая структура пленки жидкости в этих случаях будет существенно различаться даже при равной плотности орошения. Ключевым фактором воздействия газового потока на пленку жидкости является касательное напряжение трения на межфазной поверхности. Хотя трение на стенке при турбулентном течении в гладкой трубе и зависит от числа Рейнольдса жидкости, основным параметром все же является размерная скорость газа:

$$\tau_w = \frac{0.3164}{8} Re^{-\frac{1}{4}} \rho V^2 \quad (2.6)$$

Для шероховатых труб (каковой, в сущности, является для потока газа покрытая волнами поверхность пленки), зависимость коэффициента трения от числа Рейнольдса исчезает, сменяясь зависимостью от величины шероховатости. Упрощая, можно сказать, что на пленку жидкости действует лишь прилегающий к ней слой газа, который можно до некоторой степени отождествить с пограничным слоем. При этом увеличение размера области, занятой газом, движущимся с примерно постоянной скоростью на больших расстояниях от поверхности пленки, пленкой не ощущается.

Использование других величин в качестве характерного масштаба также не дает положительных результатов. Использование средней толщины пленки осложняется тем, что, во-первых, как уже было сказано, средняя толщина пленки не является контролируемым параметром. Во-вторых, эта величина зависит как от расхода жидкости, так и от расхода газа. В-третьих, даже при прочих равных условиях значение этой величины не дает однозначного указания на комбинацию расходов газа и жидкости. В-четвертых, эта величина является функцией многих параметров: толщины остаточного слоя жидкости, параметров волн возмущения (амплитуды, продольного размера, формы) и скважности волн возмущения.

Использование толщины пограничного слоя, во-первых, требует предположений о профиле скорости и коэффициенте сопротивления. Во-вторых, эта величина рассчитывается из числа Рейнольдса газа, построенного по диаметру канала. При подстановке в качестве характерной скорости средней скорости газа по сечению либо средней скорости газа в пограничном слое итоговое число Рейнольдса является функцией исходного числа Рейнольдса газа и содержит ту же зависимость от диаметра канала.

Альтернативными безразмерными параметрами, которые иногда используются для описания газового потока, являются число Вебера и число Фруда:

$$We = \frac{\rho V^2 \delta}{\sigma}, \quad Fr = \frac{V}{\sqrt{gD}} \quad (2.7)$$

Число Вебера характеризует соотношение между силами инерции и силой поверхностного натяжения (здесь ρ - плотность газа, σ - коэффициент поверхностного натяжения, δ - радиус кривизны межфазной поверхности). Это число широко используется в эмпирических корреляциях, описывающих интенсивность уноса жидкости в дисперсную фазу. Действительно, при атомизации жидкости в качестве дестабилизирующей силы выступает межфазное трение (а также вариация трения и давления на межфазной поверхности), пропорциональное динамическому напору газа, а в качестве стабилизирующей силы - сила поверхностного натяжения. Использование числа Вебера встречает две трудности. Во-первых, волны возмущения характеризуются большим продольным размером по сравнению с их амплитудой, и роль силы поверхностного натяжения в их формировании и эволюции, скорее всего, невелика по сравнению с влиянием этой силы на короткие волны ряби и формирование капель. Во-вторых, определение характерного пространственного размера δ также затруднительно. Чаще всего в качестве такого размера указывается диаметр канала, однако физический смысл этой величины - радиус кривизны межфазной поверхности, который в общем случае с диаметром канала никак не связан. Радиус кривизны также не является контролируемым параметром и, судя по имеющимся экспериментальным данным, варьируется в широком диапазоне значений. Компромиссным вариантом является использование средней толщины пленки, взятой из измерений или из эмпирических корреляций, в предположении, что радиус кривизны имеет тот же порядок. Число Фруда характеризует соотношение между силами инерции и силой тяжести. Важность силы тяжести, действующей на поток газа, в общем случае не очевидна. Кроме того, в этом выражении также фигурирует диаметр канала, о влиянии которого было сказано выше.

Редко используемым вариантом является капиллярное число:

$$Ca = \frac{\mu V}{\sigma}, \quad (2.8)$$

где μ - динамическая вязкость жидкости. Эта величина не включает в себя характерных размеров задачи вроде диаметра канала, однако, как и в случае числа Вебера, ее важность различна при описании волн возмущения, волн ряби и капель жидкости.

Для устранения искажений результатов, зависящих от способа задания безразмерного параметра, было решено характеризовать поток газа его размерной среднерасходной скоростью.

2.2. Измерение локальной толщины пленки жидкости методом лазерно-индуцированной флюоресценции

Принцип метода

Основной объем измерений в данной работе выполнен при помощи метода лазерно-индуцированной флюоресценции. При поглощении кванта внешнего излучения частица флюорофора переходит в возбужденное состояние, длящееся несколько наносекунд. После этого частица излучает избыток энергии и, как правило, возвращается в исходное состояние. Отношение количества излученных фотонов к количеству поглощенных фотонов называется квантовым выходом флюоресценции. Вследствие диссипации энергии за время пребывания в возбужденном состоянии, излучение происходит на большей длине волны (т.н. Стоксов сдвиг). В результате спектры поглощения и излучения флюорофора отличаются друг от друга.

Это явление может быть использовано для измерения локальной толщины слоя жидкости. Флюоресцентное вещество растворяется в рабочей жидкости. Для возбуждения флюоресценции используется источник внешнего когерентного излучения с длиной волны, близкой к максимуму в спектре поглощения данного флюорофора. Каждый элементарный объем жидкости переизлучает поглощенное излучение на большей длине волны, причем переизлучение происходит во всех направлениях. Яркость флюоресценции элементарного объема жидкости определяется как (Hidrovic & Hart, 2001):

$$F = I_e \varepsilon(\lambda_e) C_f \phi dV, \quad (2.9)$$

где I_e и λ_e - интенсивность и длина волны внешнего излучения, $\varepsilon(\lambda_e)$ - коэффициент поглощения внешнего излучения, C_f - концентрация флюорофора, ϕ - квантовая эффективность, dV - объем рассматриваемого элемента. Согласно закону Ламберта-Бера, при прохождении излучения через слой жидкости каждый элементарный объем жидкости поглощает долю излучения, и, таким образом, излучение ослабляется по мере проникновения в жидкость:

$$I_e(z) = I_0 \exp(-\varepsilon(\lambda_e) C_f z), \quad (2.10)$$

а интенсивность флюоресценции слоя жидкости, расположенного на расстоянии z от границы жидкости, через которую проникает излучение, равна:

$$dI_f(z) = I_0 \exp(-\varepsilon(\lambda_e) C_f z) \varepsilon(\lambda_e) C_f \Phi dz, \quad (2.11)$$

где $\Phi = \phi/A$, а A - площадь сечения элементарного объема жидкости.

Интенсивность флюоресцентного свечения, регистрируемая в произвольной точке пространства является суммой интенсивности свечения, излучаемого всеми элементарными объемами жидкости, расположенными вдоль хода луча, ведущего в эту точку. Коэффициент поглощения излучения на длинах волн, характерных для флюоресцентного излучения, намного меньше

коэффициента поглощения на длине волны внешнего излучения, и для достаточно тонких пленок жидкости этой величиной можно пренебречь. Проинтегрировав уравнение (2.11) по z , можно получить полную яркость флюоресцентного свечения вдоль луча, проходящего через толщину слоя жидкости:

$$I_f(h) = \int_0^h dI_f(z)dz = I_0 \Phi(1 - \exp(-\varepsilon(\lambda_e)C_f h)). \quad (2.12)$$

В случае, если речь идет о пленке жидкости со свободной поверхностью, освещаемой внешним излучением со стороны твердой прозрачной стенки, часть излучения отразится от поверхности раздела жидкость-газ и, пройдя еще раз сквозь слой жидкости, создаст дополнительное излучение,

$$dI_{fR}(z) = KI_0 \exp(-\varepsilon(\lambda_e)C_f h) \exp(-\varepsilon(\lambda_e)C_f(h-z)) \varepsilon(\lambda_e)C_f \Phi dz, \quad (2.13)$$

в результате чего зависимость (2.12) приобретет вид:

$$I_f(h) = I_0 \Phi(1 - \exp(-\varepsilon(\lambda_e)C_f h)) (1 + K \exp(-\varepsilon(\lambda_e)C_f h)). \quad (2.14)$$

Величина $I_f(h)$ характеризует полное излучение, испущенное возбужденными объемами жидкости во все стороны. При регистрации яркости флюоресценции детектором площадью a , расположенным на расстоянии L от пленки жидкости (т.е., пикселем камеры, регистрирующей флюоресцентное излучение), эта величина должна быть нормирована на величину $d\Omega/4\pi$, где $d\Omega$ - элемент телесного угла, под которым рассматриваемый элемент площади детектора виден из точки с координатой z . Величина $d\Omega$ определяется как:

$$d\Omega = \frac{a}{L+z}. \quad (2.15)$$

В случае, если $L \gg h$, зависимостью $d\Omega(z)$ можно пренебречь. Для упрощения задачи сделаем замену:

$$C = I_0 \Phi \frac{d\Omega}{4\pi}. \quad (2.16)$$

Чтобы регистрируемая камерой яркость соответствовала величине $I_f(h)$, необходимо предотвратить регистрацию камерой отраженного и рассеянного света лазера при помощи оптического фильтра, отсекающего излучение с низкой длиной волны. В качестве флюоресцентного вещества в данной работе используется Родамин 6Ж. Это вещество полностью растворяется в воде и водо-глицериновых растворах и не влияет на свойства рабочей жидкости даже в сравнительно больших концентрациях (Seno et al. 2001). Максимум в спектре поглощения водного раствора Родамина 6Ж соответствует длине волны примерно 530 нм (см. рис. 3 в работе Terdale & Tantray, 2017). Эта длина волны близка к длине волны второй гармоники в спектре излучения твердотельных Nd:YAG и Nd:YLF лазеров. Обе модификации использовались в различных экспериментах данной работы. Спектр поглощения зависит от

концентрации флюорофора (см. рис. 9 там же); максимум излучения находится в диапазоне 560-570 нм. В экспериментах данной работы чаще всего использовался оранжевый светофильтр, пропускающий излучение с длиной волны не менее 550 нм.

Определение коэффициентов

Коэффициент отражения, K , для поверхности вода-воздух и малых наклонов межфазной поверхности постоянен и равен 0,02. Определение этой величины в случае произвольного наклона поверхности описано в начале п. 2.3. Коэффициент поглощения излучения лазера зависит от концентрации флюорофора (что отражено в формуле 2.9 и далее), а также от свойств жидкости, в которой растворен флюорофор. Так, например, в водоглицериновых растворах коэффициент поглощения выше, чем в воде при той же концентрации флюорофора. Для упрощения задачи сделаем замену:

$$\alpha = \varepsilon(\lambda_e)C_f. \quad (2.17)$$

Для определения α для каждого рабочего раствора проводились измерения яркости свечения флюорофора I_i в нескольких слоях жидкости известной толщины, h_i . Слои организовывались либо в заполненных рабочей жидкостью плоских кюветах с известной толщиной зазора, либо посредством заполнения емкости известной площади сечения известным объемом рабочей жидкости. Во втором случае площадь сечения емкости и объем жидкости должны быть достаточно велики, чтобы пренебречь влиянием эффектов, связанных с влиянием поверхностного натяжения на стенках сосуда. Для каждого из измерений записывалось уравнение в форме:

$$I_i = C(1 - \exp(-\alpha h_i))(1 + K \exp(-\alpha h_i)). \quad (2.18)$$

Здесь и далее под величиной I подразумевается яркость свечения, зарегистрированная данным пикселем камеры за вычетом темнового тока камеры для этого пикселя. Последний определяется как среднее по времени значение яркости, регистрируемое каждым пикселем камеры при закрытом объективе. Система уравнений (2.18) решается численно. В простейшем случае система состоит из двух уравнений с двумя неизвестными (α и C), одинаковыми для обоих зазоров. При работе с более чем двумя зазорами можно упростить решение, проведя аппроксимацию экспериментальной зависимости $I_i(h_i)$ функцией соответствующего вида и подобрав таким образом оптимальные параметры α и C .

Величина I в общем случае измеряется в произвольных единицах (уровнях яркости камеры) и зависит от многих факторов (мощность лазера, освещенность конкретного участка канала, диафрагма и выдержка камеры, и т.д.). Для привязки уровня яркости к толщине пленки необходимо установить значение константы C . Это выполняется посредством измерения

яркости флюоресценции $I(h_0)$, испускаемой пленкой рабочей жидкости известной толщины h_0 , находящейся на исследуемой стенке канала в рабочей области, при тех же положении и настройках лазера и камеры, что и в эксперименте. В этом случае величина C определяется как:

$$C = \frac{I(h_0)}{(1 - \exp(-\alpha h_0))(1 + K \exp(-\alpha h_0))} \quad (2.19)$$

Методы организации опорного сигнала

Существуют различные способы организации такого опорного сигнала. Одним из вариантов является создание заполненного рабочей жидкостью зазора известной толщины, одной из стенок которого является стенка канала в рабочей области. По измеренной яркости и известной толщине зазора по формуле (2.19) можно определить коэффициент C , с учетом изменения коэффициента отражения. Для течения по плоской поверхности такой зазор сравнительно легко организовать путем прижатия к стенке оргстеклянной или зачерненной пластины с разделительными элементами известной толщины. В цилиндрическом канале требуется установка соосно расположенного зачерненного стержня с внешним диаметром на доли миллиметра меньше внутреннего диаметра канала. Такой подход является наиболее строгим, однако в большинстве случаев требует частичной разборки рабочего участка установки. Такая процедура затрудняет регулярную проверку неизменности параметров системы для исключения таких факторов как дрейф яркости лазера, испарение рабочей жидкости, дрейф темнового тока вследствие нагрева камеры и т.д. Кроме того, достаточно сложно гарантировать, что после разборки и сборки рабочего участка он будет находиться в абсолютно том же положении, что и до снятия опорного сигнала. По этим причинам обычно используются менее строгие и более простые в реализации методы организации опорного сигнала.

В опускном течении таким методом является измерение средней по времени яркости флюоресценции, излучаемой тонкой пленкой жидкости, стекающей под действием силы тяжести. В случае ламинарного безволнового течения толщина такой пленки описывается формулой Нуссельта:

$$h_N = \sqrt[3]{\frac{3qv}{g}} = \sqrt[3]{\frac{3Re_L v^2}{g}}, \quad (2.20)$$

где q - объемный расход жидкости, нормированный на орошаемый периметр канала, v - кинематическая вязкость жидкости, g - ускорение свободного падения. В реальности поверхность пленки, стекающей по вертикальной поверхности, неустойчива начиная с очень низких чисел Рейнольдса жидкости (теоретически - с нуля, практически - с $Re_L \approx 2-5$), и течение не является безволновым. Однако средняя по времени толщина такой пленки достаточно хорошо описывается формулой (2.20) для достаточно большого диапазона чисел Рейнольдса

(как будет косвенно подтверждено ниже, вплоть до $Re_L=150$). Таким способом были получены значения коэффициента C на установках (1) и (2) в опускном течении вдали от входа в канал; как правило, для получения опорного сигнала использовались числа Рейнольдса жидкости в диапазоне 20-40.

Особенностью установки (3) является высокая гидрофобность материала стенок канала (фторированный этилен-пропилен). В такой установке стекающая пленка жидкости с числом Рейнольдса менее 100 неизбежно разрывается в систему ривулетов, покрывающих лишь часть орошаемого периметра канала. Добиться полного орошения при низких числах Рейнольдса жидкости можно лишь при наличии сильного обдува газом. Наиболее тонкую непрерывную пленку удалось получить при $Re_L = 40$ и $V_G = 39$ м/с. Значение h_0 для такой пленки может быть взято из предшествующих экспериментов в опускном водо-воздушном течении в каналах меньшего диаметра, см. Alekseenko et al. (2013). Альтернативным вариантом определения величины C является использование в качестве опорного сигнала записи гравитационно стекающей пленки жидкости с большим числом Рейнольдса, $Re_L=150$, в предположении, что формула (2.20) все еще адекватно описывает среднюю толщину пленки h_0 (в данном случае значение $h_0 \approx 0,33$ мм), а также учитывая повышение температуры жидкости в этих условиях до 27°C , отмеченное ранее (см. раздел 2.1.). Яркость свечения Родамина 6Ж практически не чувствительна к изменению температуры жидкости в широком диапазоне значений. Таким образом, использование опорного сигнала, полученного при другой температуре, не внесет существенной систематической погрешности в измерения, необходимо лишь учесть изменение вязкости вследствие изменения температуры. Было проведено сравнение полей толщины пленки, h_1 и h_2 , полученных с использованием разных методов построения C . Соответствующее среднее отклонение по всему набору данных, полученных при фиксированной комбинации расходов жидкости и газа, оценивалось как:

$$E_R = \left\langle \frac{2(h_1 - h_2)}{h_1 + h_2} \right\rangle \quad (2.21)$$

Здесь угловые скобки означают осреднение по всей реализации. Эта величина характеризует систематическое отклонение, возникающее из-за ошибки при определении опорного сигнала. Ее характерное значение составляет около 1%, и практически не зависит от расходов жидкости и газа. Для дальнейшей обработки был выбран второй метод ($Re_L=150$, $V_G=0$), поскольку при использовании первого метода более "темный" опорный сигнал уязвимее к шуму камеры, особенно на краях рабочей области.

В восходящем течении (установка 2) делалось предположение, что при воздействии очень сильного потока влияние силы тяжести на течение тонких пленок жидкости пренебрежимо мало. Это предположение косвенно подтверждается экспериментами по исследованию

универсальности спектральной структуры записей толщины пленки жидкости в опускном течении (см. главу 3). В этих экспериментах было установлено, что отклонение от универсальной формы спектра вследствие влияния силы тяжести наблюдается при скоростях газа ниже $V_G=27$ м/с для пленки с числом Рейнольдса $Re_L=40$. Соответственно, в восходящем потоке величина $I(h_0)$ измерялась как средняя по времени яркость свечения пленки с параметрами $Re_L=40$, $V_G=36$ м/с, а величина h_0 принималась равной толщине пленки, измеренной методом ЛИФ для тех же условий в опускном потоке.

Сходный подход применялся при проведении экспериментов вблизи входа в канал (установки 1 и 2). В непосредственной близости от входа, на выходе из щели распределителя, происходит перестройка течения: однофазное течение жидкости в щели шириной $d=0,5$ мм с симметричным параболическим профилем скорости переходит в течение пленки жидкости со свободной поверхностью с полупараболическим (в случае ламинарного стекания в отсутствие газового потока) профилем скорости. Существуют расчеты такого перехода (Stucheli and Ozisik, 1976; Tekis et al., 1984; Алексеенко и др., 1994), выполненные в упрощенном подходе: предполагается, что профиль течения при выходе из щели мгновенно приобретает полупараболическую форму и сохраняет автомодельность вплоть до установления течения. Дальнейший расчет проводится на основе интегральной формы уравнения Навье-Стокса и уравнения неразрывности. Решением является зависимость локальной толщины пленки жидкости от расстояния вниз по потоку:

$$x = h_N \frac{Re_L}{15} \left[2\sqrt{3} \arctg \frac{2H+1}{\sqrt{3}} - 2\sqrt{3} \arctg \frac{2H_i+1}{\sqrt{3}} - \ln \frac{(1-H)^2(1+H_i+H_i^2)}{(1-H_i)^2(1+H+H^2)} \right], \quad (2.22)$$

где $H=h(x)/h_N$, $H_i=d/h_N$. Согласно этому расчету, для $Re_L=30$ $h(x)$ будет отличаться лишь на 1% от h_N на расстоянии в 4 мм от выхода из щели. Тем не менее, расчет демонстрирует некоторое расхождение с экспериментом (см. рис. 5.4а в Алексеенко и др., 1994), так что использование расчетного профиля в качестве опорной зависимости $h_0(x)$ не является вполне обоснованным. Кроме того, в прямоугольном канале (установка 3) толщина пленки жидкости, стекающей в отсутствие потока газа, может быть неравномерной по поперечной координате вследствие капиллярных эффектов на боковых стенках канала. Вместе с тем было замечено, что наличие сильного потока газа "выравнивает" тонкую пленку жидкости как в продольном направлении, сокращая длину установления толщины пленки, так и в поперечном направлении, подавляя образование капиллярных менисков на боковых стенках. В результате для определения значения $I(h_0)$ в рассматриваемых ситуациях также использовалась пленка жидкости с $Re_L=40$, обдуваемая потоком газа со скоростью $V_G=36$ м/с; значение h_0 определялось по измерениям, проведенным на больших расстояниях от входа в канал. Альтернативным способом

организации опорного сигнала вблизи входа в канал является независимое определение формы кривой $\langle h \rangle(x)$, например, при помощи теневого метода (см. Isaenkov et al. 2018).

При работе на установке 4 в качестве опорного сигнала использовалось течение обдуваемой газом пленки жидкости с параметрами $Re_L=220$, $V_G=16$ м/с. В таком режиме на поверхности пленки крайне редко наблюдаются волны возмущения; поверхность пленки покрыта достаточно регулярными волнами ряби с формой, близкой к синусоидальной. Для низких скоростей газа и сравнительно малых чисел Рейнольдса жидкости на той же установке в работе Alghoul (2011) проводились измерения средней толщины пленки жидкости методом смещения лазерного фокуса (Laser Focus Displacement technique, см. Hazuku et al., 2008). Для комбинации $Re_L=220$, $V_G=16$ м/с средняя толщина пленки h_0 была с хорошей точностью равна 0,4 мм.

Зная коэффициенты C , α и K , можно выразить толщину пленки, h , через величину яркости, I (см. 2.18), что сводится к решению квадратного уравнения относительно переменной $X=\exp(-\alpha h)$ и получению величины $h=-\ln(X/\alpha)$.

Полевые измерения

В приведенном выше описании рассматривались лишь измерения толщины пленки в одной точке. При таком подходе метод позволяет получать временные записи толщины пленки, как и во многих других методах (таких, как метод проводимости), однако с более высоким пространственным разрешением. Размер области, "видимой" одним пикселем камеры, ограничен, главным образом, оптической конфигурацией (т.е., размером области, "видимой" матрицей камеры и количеством датчиков в каждом из рядов матрицы). В экспериментах данной работы пространственное разрешение варьировалось от 200 мкм/пиксель до 25 мкм/пиксель. Типичный физический размер светочувствительного элемента на матрице камеры составляет 15-20 мкм; для дальнейшего улучшения пространственного разрешения выше этого предела требуется специальная оптика. Временное разрешение метода ограничено, главным образом, возможностями оборудования, а именно, частотой вспышки лазера (при использовании импульсного лазера) и скоростью камеры. Дополнительное ограничение по временному разрешению связано с необходимым уровнем освещенности, т.е., фактически, яркостью флюоресцентного света, и достижению необходимого уровня отношения сигнал/шум. Для устранения "смазывания" изображения рекомендуется, чтобы время экспозиции было значительно меньше периода съемки. При использовании импульсных лазеров время экспозиции фактически определяется временем вспышки (например, для лазера, использовавшегося при работе с установкой 4, время вспышки составляло 10^{-7} с, в то время как период съемки составлял 10^{-4} с). При использовании непрерывного лазера время экспозиции задается выдержкой камеры.

Основным преимуществом метода ЛИФ является возможность проведения полевых измерений локальной толщины пленки во многих точках одновременно. Фактически, при таком подходе каждый пиксель камеры выступает как самостоятельный датчик толщины пленки, регистрирующий зависимость локальной толщины пленки от времени. При этом "датчики" расположены вплотную друг к другу и не испытывают взаимного влияния, которое может возникать, например, при работе многокомпонентных датчиков проводимости. Перевод значений яркости, полученных каждым пикселем в каждый момент времени, требует определения коэффициента C индивидуально для каждого пикселя (величины K и α одни и те же для всех пикселей), поскольку яркость падающего света не однородна по пространству; кроме того, светочувствительность отдельных пикселей может различаться. С этой целью для каждого пикселя определяется средняя по времени яркость свечения пленки известной толщины h_0 . Эта величина, в свою очередь, также может зависеть от положения данного пикселя, например, при проведении экспериментов вблизи входа в канал.

Двумерный подход

В сравнительно простой "двумерной" реализации ЛИФ-метода область измерений представляет собой участок продольного сечения канала (работа в поперечном или ином сечении канала также возможна). Для освещения этой области луч лазера преобразуется в световой нож при помощи линз, собирающих свет вдоль одной пространственной координаты канала (чаще всего поперечной) и рассеивающих свет вдоль другой (соответственно, продольной) координаты (рис. 2.4). Камера нацеливается на исследуемое сечение; в матрице камеры выделяется линия пикселей, нацеленных на центральную, наиболее яркую часть изображения пленки, освещенной лазерным ножом. Регистрация свечения пленки жидкости, текущей по дальней стенке канала, исключается за счет того, что плоскости лазера и камеры расположены под небольшим углом друг к другу (рис 2.4а). Сконфигурированная таким образом измерительная система в каждый момент времени получает мгновенный профиль поверхности пленки вдоль продольной координаты, $h(x)$. Профили, полученные в разные моменты времени, объединяются в пространственно-временную матрицу толщины пленки, $h(x,t)$.

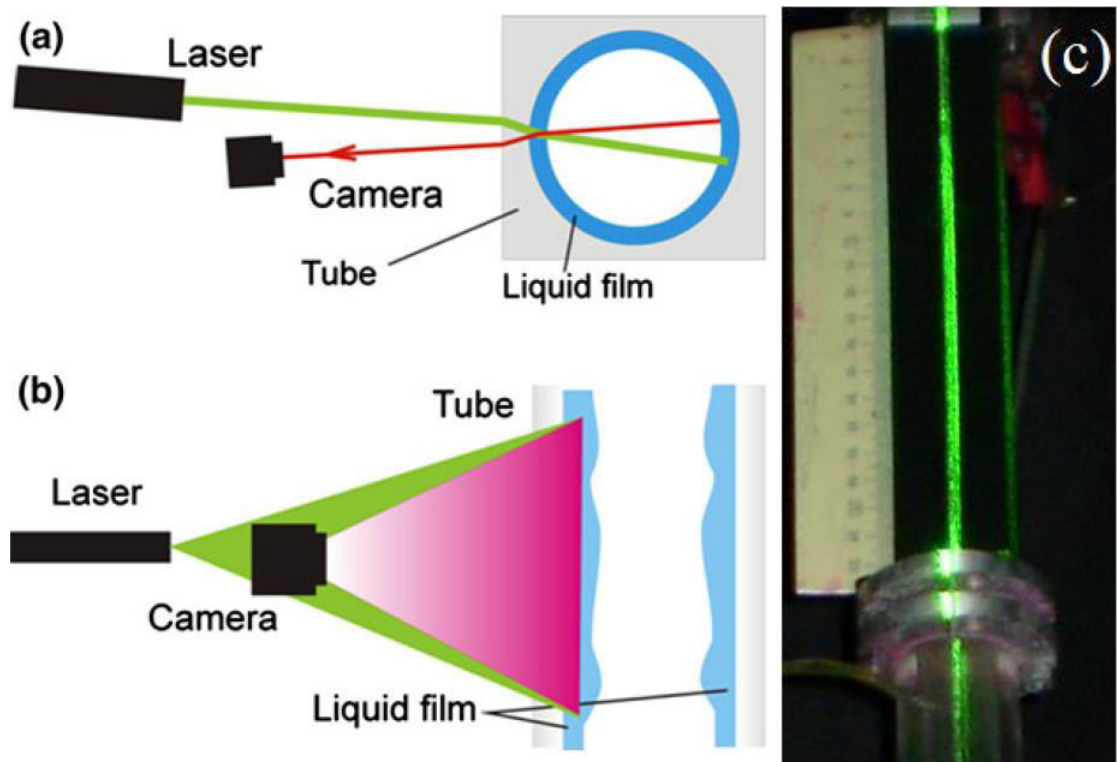


Рис. 2.4. Расположение камеры и лазера в двумерной конфигурации ЛИФ-метода на установке (1). (a) вид сверху; (b) вид сбоку; (c) фотография рабочего участка, освещенного лазерным ножом.

Качественный анализ x - t -поверхностей удобно проводить с использованием графического представления данных, при котором локальная толщина пленки, измеренная конкретным пикселем камеры в конкретный момент времени, прямо пропорциональна локальной яркости изображения. Этот метод менее нагляден, чем визуализация трехмерной поверхности $h(x,t)$, однако удобен тем, что волны не заслоняют друг друга. Пример графического представления фрагмента матрицы $h(x,t)$ для кольцевого режима течения без уноса капель с поверхности пленки с $Re_L=40$, $V_G=36$ м/с, $\nu=1,9 \cdot 10^{-6}$ м²/с, представлен на рис. 2.5(a). Толщина пленки дана в оттенках серого: белый цвет соответствует толщине пленки 0,5 мм, черный - нулевой толщине пленки. Каждый столбец такой матрицы представляет собой временную запись толщины пленки, $h(t)$, в точке x (рис 2.5b), а каждая строка - мгновенный профиль толщины пленки вдоль координаты x в фиксированный момент времени t (рис 2.5c). Подобные пространственно-временные записи толщины пленки конструировались ранее при помощи многокомпонентных датчиков проводимости (Sekoguchi et al. 1985, Sekoguchi et al., 1989, Sekoguchi & Mori, 1997, Damsohn & Prasser 2009, Belt et al. 2010), а также впоследствии при помощи визуализации потока (Barbosa et al. 2016, Dasgupta et al. 2017).

Волны в таком представлении "движутся" через плоскость $\{x, t\}$ вдоль индивидуальных пространственно-временных траекторий (характеристических линий), при этом скорость волны равна тангенсу угла наклона ее траектории к оси времени. При анализе подобных записей можно не только легко отслеживать перемещение в пространстве-времени каждой отдельной волны, но и изучать акты взаимодействия волн, такие, как слияние волн или генерацию одних волн другими.

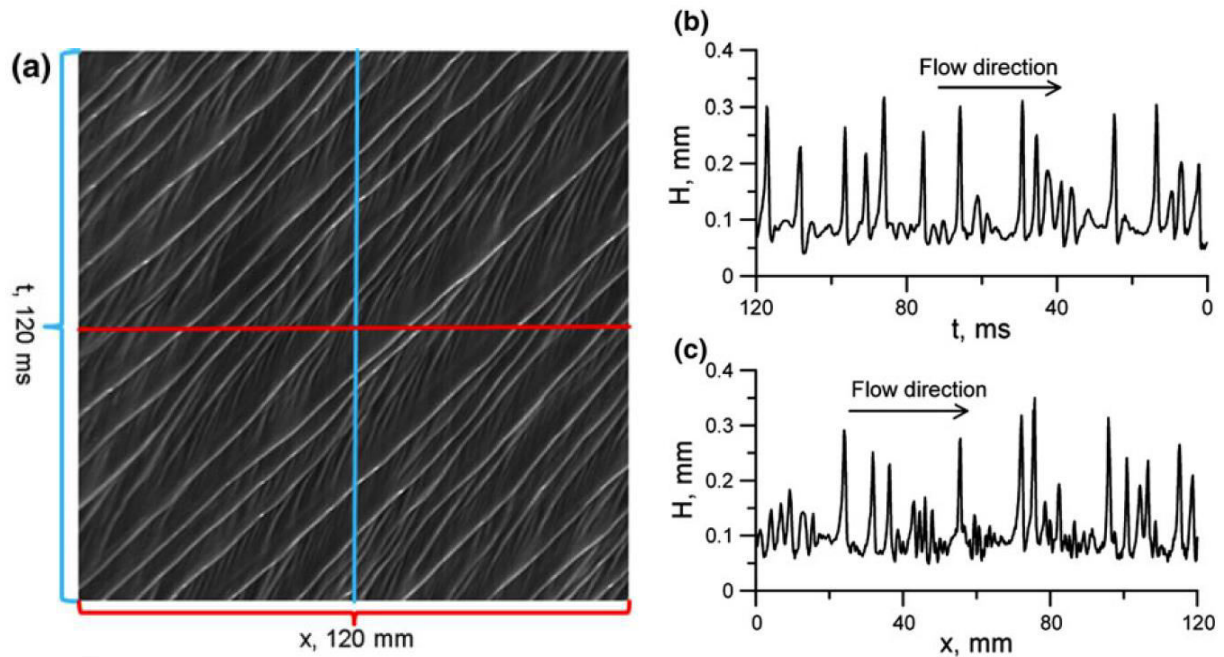


Рис. 2.5. ЛИФ-данные в двумерной конфигурации метода. (a) Фрагмент матрицы толщин пленки $h(x, t)$ в графическом представлении. (b) Пример временной записи толщины пленки (столбец матрицы (a), показанный голубой линией). (c) Пример пространственной записи толщины пленки (строка матрицы (a), показанная красной линией).

Описанная модификация получила название "двумерной", поскольку данные в таком подходе представлены в виде зависимости толщины пленки от двух переменных, x и t . В рамках такой терминологии наиболее распространенный подход с получением временных записей толщины пленки в одной точке канала, $h(t)$, можно назвать "одномерным". Такое же название применимо и к измерениям вдоль одного сечения канала, $h(x)$, в случае, если частота съемки недостаточно высока, чтобы отслеживать индивидуальные волны во времени (такой подход будет вынужденно использоваться в п. 2.4). При этом, безусловно, имеет право на существование альтернативный терминологический подход, при котором "размерность" метода определяется размерностью рабочей области. В рамках такого подхода измерения в одном сечении канала назывались бы одномерными, а измерения на двумерном (например, прямоугольном) участке канала - двумерными. В данной работе, используется первый терминологический подход.

Трехмерный подход

Двумерной модификации метода было бы достаточно для исследования волновой структуры пленки жидкости, если бы поверхность пленки была равномерна по поперечной координате. Это означает, что фронты всех волн должны быть прямыми и строго перпендикулярными направлению потока, поперечный размер волн должен быть равен орошаемому периметру канала (т.е., в каналах круглого сечения волны должны быть замкнуты в кольцо), а амплитуда и форма волн - не изменяться вдоль поперечной / азимутальной координаты. В общем случае такое предположение не выполняется (см. п. 1.2.6). Хотя в вертикальных цилиндрических каналах можно ожидать независимости статистических характеристик поверхности пленки от выбора продольного сечения канала, такой подход содержит, как минимум, риск неверной интерпретации гидродинамических процессов и явлений при наблюдении боковых краев волн и волн с поперечной вариацией амплитуды и формы. Кроме того, такие явления, как отрыв капель с поверхности пленки, удар капель, осаждающихся из газового потока обратно на пленку, и захват пузырьков газа пленкой жидкости, рассматриваемые в главе 5, характеризуются высокой степенью трехмерности, хотя бы в силу малых поперечных размеров капель и пузырьков.

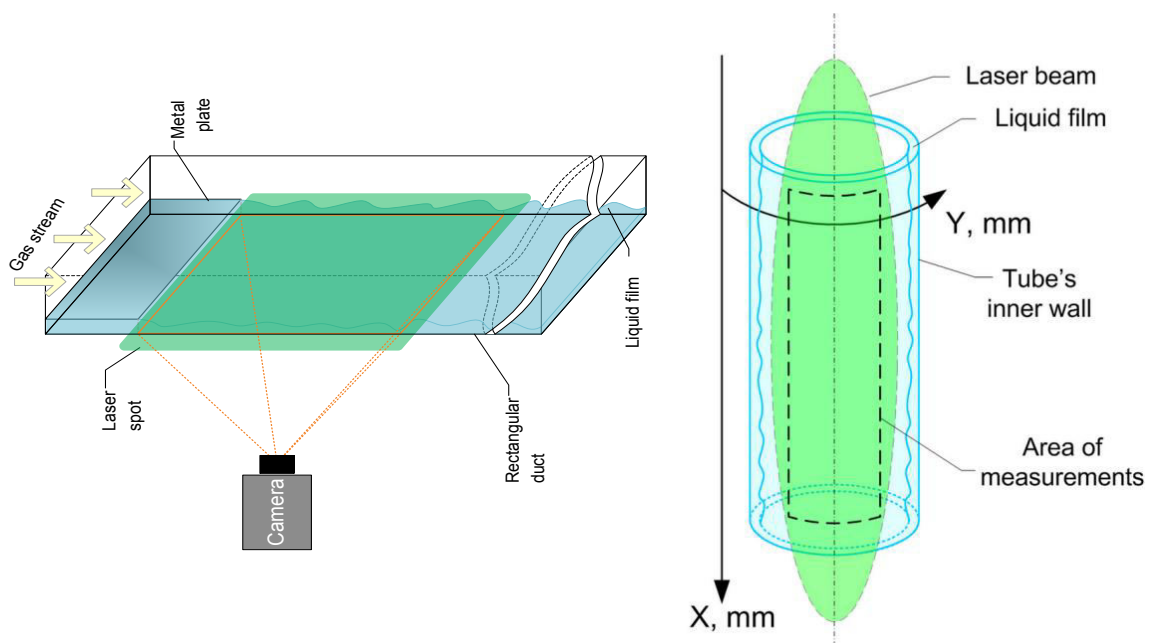


Рис. 2.6. Применение ЛИФ-метода в трехмерном подходе при измерениях в прямоугольном (а) и цилиндрическом (b) каналах.

В трехмерной модификации метода луч лазера рассеивается по двум пространственным координатам, формируя световое пятно (как правило, в форме эллипса), освещающее участок

стенки канала. Камера в этом случае нацелена на прямоугольный фрагмент светового пятна (рис. 2.6). В случае применения трехмерного подхода освещенность пленки светом лазера, а значит, и яркость флюоресцентного свечения, значительно снижается по сравнению с двумерным подходом. Проблема может быть решена либо путем увеличения времени экспозиции, что может привести к искажению данных, либо увеличением мощности лазерного излучения и / или чувствительности камеры.

При работе в трехмерном подходе измерительная система в каждый момент времени регистрирует мгновенную форму поверхности пленки в трехмерном пространстве в виде матриц $h(x,y)$. Такие поверхности объединяются в трехмерные массивы, $h(x,y,t)$. Анализ таких данных может проводиться в каждой из трех "плоскостей" ($x-y$, $x-t$, $y-t$) в зависимости от преследуемой цели, со "сшивкой" полученных результатов по третьей координате. Визуальный анализ данных удобнее всего проводить в форме видеозаписей матриц $h(x,y)$ в графическом представлении. На рис. 2.7. представлены примеры мгновенных профилей толщины пленки в таком представлении, полученных при работе на установке 4 в режимах с уносом жидкой фазы. На рис. 2.7(а) представлена мгновенная форма поверхности пленки в рабочей области, ширина которой равна ширине канала (161 мм), а длина равна 270 мм. Пространственное разрешение в этом случае составляет 0,21 мм/пиксель. На этом кадре видны две крупных волны и обилие мелкомасштабных волн, покрывающих всю поверхность пленки. Видно, что крупные волны также не являются двумерными.

На рис. 2.7(б) представлен фрагмент поверхности пленки в области намного меньших размеров (51 мм * 20 мм), полученный с пространственным разрешением 0,04 мм/пиксель. Наиболее интересной особенностью, видимой на этом рисунке, является наличие дополнительных объектов, различимых в ЛИФ-данных помимо волн на поверхности пленки. Такими объектами являются:

- переходные структуры, возникающие благодаря деформации и разрушению волн газовым потоком,
- переходные структуры, возникающие при ударах капель, осаждающихся из газового потока на поверхность пленки,
- капли жидкости, сорванные с поверхности пленки и летящие над поверхностью пленки в газовом потоке,
- пузырьки газа, захваченные пленкой жидкости.

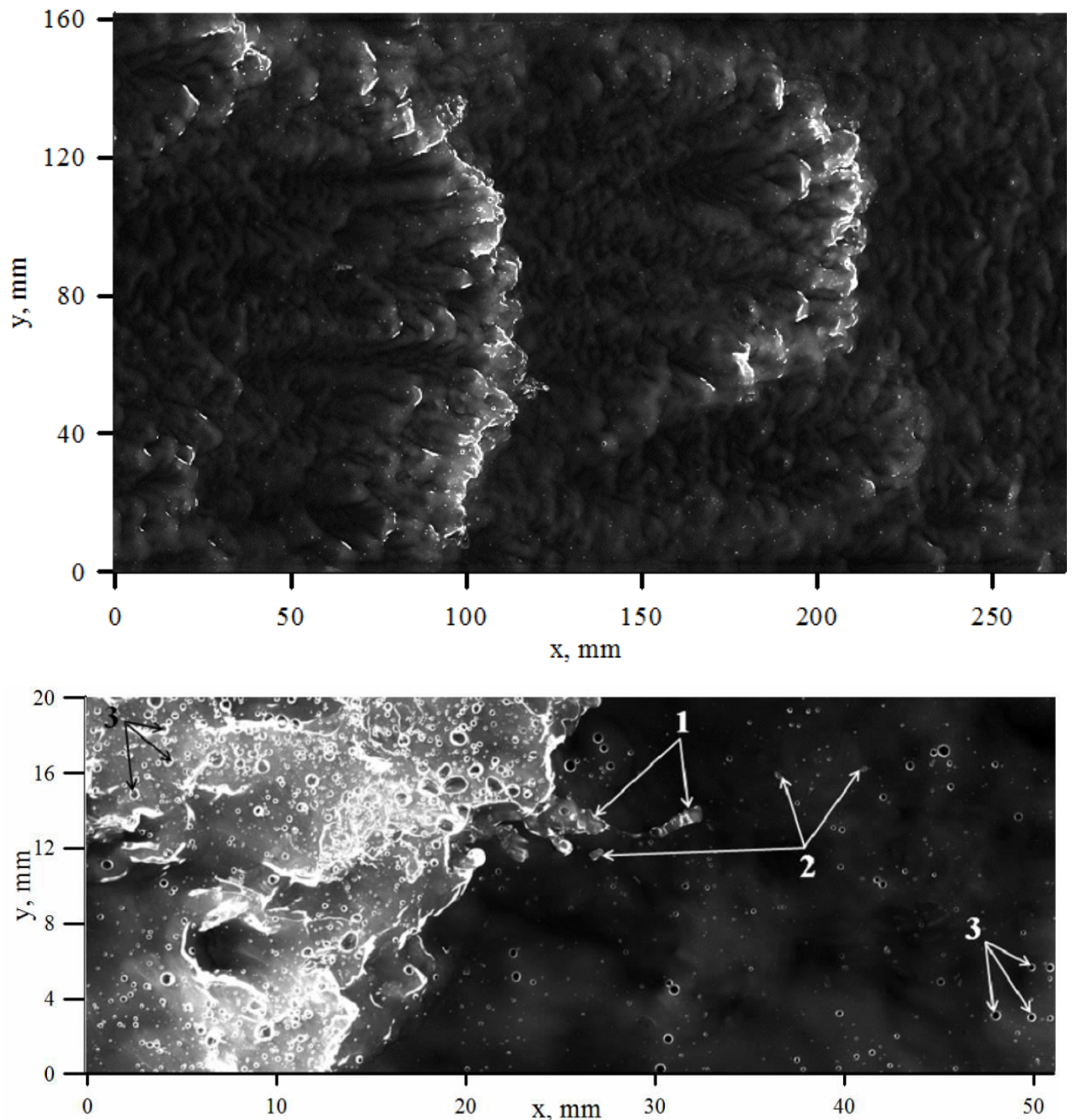


Рис. 2.7. Примеры мгновенной формы поверхности пленки, полученные в трехмерных ЛИФ-измерениях. (a) $Re_L=220$, $V_G=25$ м/с, пространственное разрешение 0,21 мм/пиксель. (b) $Re_L=520$, $V_G=30$ м/с, пространственное разрешение 0,04 мм/пиксель. Цифрами обозначены: (1) жидкий лигамент, (2) капли, летящий над поверхностью пленки, (3) пузырьки газа, захваченные пленкой жидкости.

Капли жидкости, летящие над поверхностью пленки, различимы, поскольку состоят из жидкости пленки и содержат флюорофор. Свет лазера, прошедший сквозь пленку жидкости, попадает в такие капли и возбуждает флюоресцентное свечение. Последнее, проходя сквозь пленку, может быть зарегистрировано камерой и привести к локальному увеличению толщины пленки жидкости в ЛИФ-данных. Те же рассуждения справедливы для переходных структур.

Пузырьки газа различимы в ЛИФ-данных по двум причинам. Во-первых, они не содержат флюорофор, что приводит к локальному понижению толщины пленки в месте расположения пузырька. Во-вторых, вблизи границ пузырька угол наклона межфазной поверхности достигает высоких значений, вплоть до 90° на границе. Лучи лазера (а также, как будет показано в дальнейшем, лучи флюоресцентного света) претерпевают в этой области полное внутреннее отражение, что приводит к локальному повышению освещенности и образованию ярких колец вокруг изображения пузырька.

Таким образом, ЛИФ-метод позволяет не только количественно исследовать пространственно-временную эволюцию волн на поверхности пленки жидкости, но и элементы дисперсной фазы в виде капель и пузырьков. Этот факт значительно улучшает понимание гидродинамических процессов, реализующихся при взаимодействии фаз в дисперсно-кольцевом течении, поскольку позволяет одновременно измерять характеристики волн и элементов дисперсной фазы, а также исследовать взаимосвязь между волновыми процессами и процессами обмена дисперсной фазой без привлечения дополнительных методов исследования.

Стереоскопический подход.

Тем не менее, в общем случае трехмерный ЛИФ-подход не дает полной информации о мгновенном распределении фаз в трехмерном пространстве, поскольку для каждого пикселя доступно лишь одно значение "толщины" пленки, которое может содержать информацию и о действительной толщине пленки в данной точке, и об элементах дисперсной фазы, расположенной над этой точкой стенки канала. Говорить о полноте информации можно лишь в случае, если луч, ведущий к каждому пикселю камеры, пересекает лишь одну межфазную поверхность, т.е., поверхность пленки жидкости. Это возможно в условиях отсутствия элементов дисперсной фазы и опрокидывания волн. Несмотря на то, что использование пространственных фильтров, более подробно описанное в главе 5, позволяет разделять в ЛИФ-данных пленку жидкости и дисперсную фазу, а также измерять концентрацию, размеры и скорости элементов дисперсной фазы в плоскости x - y , положение элементов дисперсной фазы вдоль координаты z остается недоступным. В частности, в рамках трехмерного подхода невозможно измерить расстояние между поверхностью пленки и летящей каплей, расстояние от границ захваченного пленкой пузырька до стенки канала и поверхности пленки, расстояние от поверхности пленки до "нависающей" над ней опрокидывающейся волной или переходной структурой (рис. 2.8). В случае капель отсутствие информации о ее z -координате также означает отсутствие информации о z -компоненте скорости капли. Последняя величина может играть важную роль при анализе ударов капель, осаждающихся из газового потока на поверхность пленки.

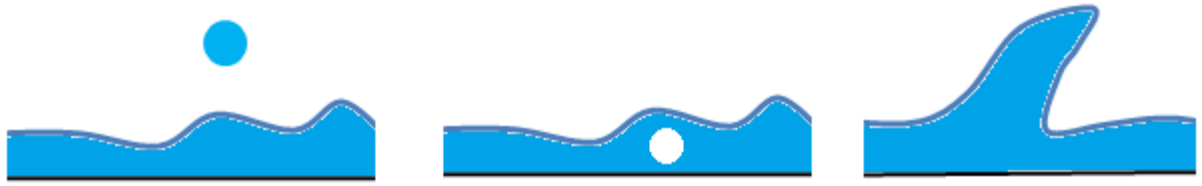


Рис. 2.8. Примеры случаев, когда луч, ведущий к пикселю камеры, пересекает более одной межфазной границы.

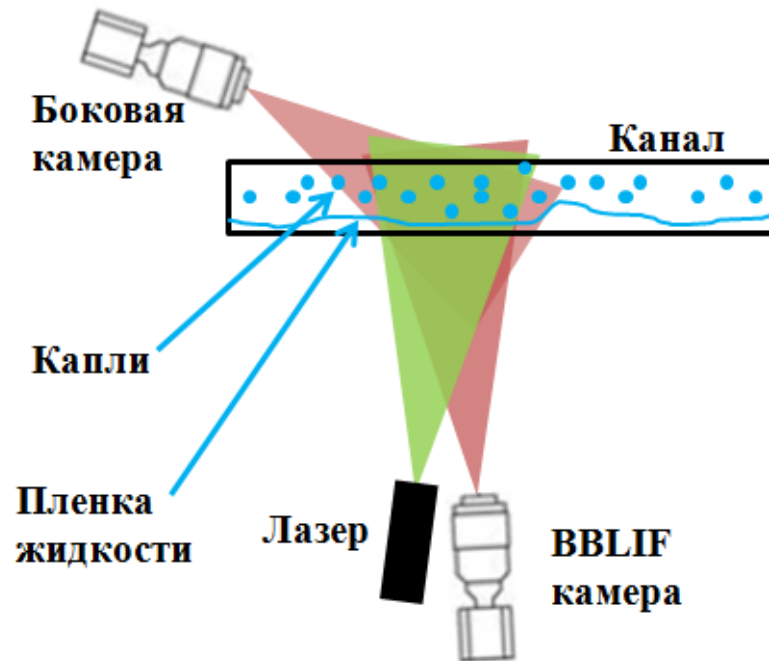


Рис. 2.9. Конфигурация измерительной системы в стереоскопической модификации.

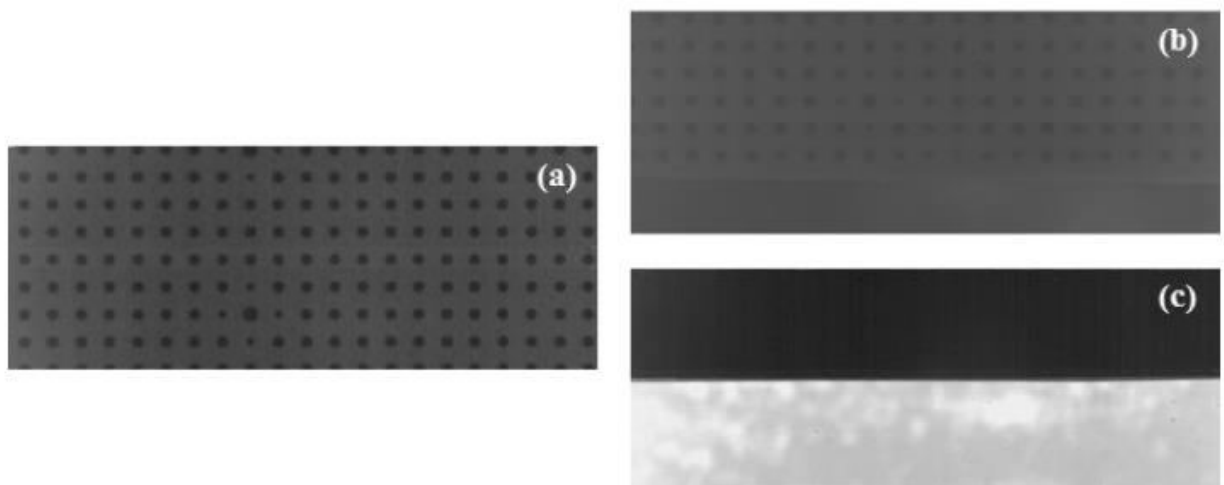


Рис. 2.10. (а) Калибровка ЛИФ-камеры (мишень прижата к дну канала в плоскости x - y). Пространственное разрешение 25 мкм/пиксель. (b) Калибровка боковой камеры (мишень расположена вертикально вдоль плоскости x - z). (c) Соответствующее (b) изображение с ЛИФ-камеры.

Для устранения этого недостатка была разработана стереоскопическая модификация ЛИФ-метода. Измерительная система была снабжена дополнительной камерой, синхронизованной с импульсным лазером и ЛИФ-камерой. Эта камера располагалась сбоку и немного сверху от канала (рис. 2.9) и была нацелена на область измерений так, что лучи, ведущие к камере, проходили через верхнюю горизонтальную стенку ("крышку") канала. Дополнительная камера также была оснащена светофильтром, отсекающим излучение лазера.

Калибровка камер осуществлялась при помощи калибровочных мишеней, закрепленных на поверхности металлического уголка и установленных на дне сухого канала. Калибровка ЛИФ-камеры проводилась при расположении мишени на нижней грани уголка, прижатой к дну канала (рис. 2.10а, расстояние между точками 1,44 мм). При калибровке боковой камеры мишень располагалась на вертикальной грани уголка (рис. 2.10b), а положение мишени в плоскости x - y контролировалось ЛИФ-камерой (рис. 2.10с). Калибровка проводилась при трех разных положениях мишени (вдоль центральной линии рабочей области и вблизи каждой из боковых границ). Координаты центров точек мишени определялись автоматически по порогу яркости изображения. Зная пространственные координаты каждой из точек мишени в каждом из трех положений, можно определить координаты трех точек, через которые проходит луч, ведущий к каждому пикселю камеры.

Таким образом, при сопоставлении кадров, полученных двумя камерами, можно, например, определить положение летящей над пленкой капли в трехмерном пространстве: определив положение и размер капли в плоскости x - y по ЛИФ-изображению, можно провести поиск капли близких размеров с соответствующими координатами на изображении, полученном боковой камерой, и определить ее z -координату, ее размер в z -направлении и, при анализе нескольких кадров, z -компоненту ее скорости. Полная пространственная реконструкция распределения фаз в трехмерном пространстве во всех случаях на настоящий момент представляется сложной задачей, работа над которой будет вестись в будущем. Кроме того, можно ожидать, что в ряде ситуаций полная реконструкция при помощи системы из двух камер будет в принципе невозможна, и такая задача требует большего количества камер. В настоящей работе при помощи такой измерительной системы будет произведена качественная проверка справедливости интерпретаций результатов, полученных при помощи двух- и трехмерного подходов.

2.3. Погрешности ЛИФ-метода. Оптические искажения при ЛИФ-измерениях

Систематическая погрешность

Коэффициент отражения от межфазной поверхности, K , равен 0,02 лишь в области малых углов падения. В общем случае этот коэффициент определяется при помощи формулы Френеля для неполяризованного света:

$$K = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{n_1 \cos \theta - n_2 \cos \beta}{n_1 \cos \theta + n_2 \cos \beta} \right)^2 + \left(\frac{n_1 \cos \beta - n_2 \cos \theta}{n_1 \cos \beta + n_2 \cos \theta} \right)^2 \right], \quad (2.23)$$

где n_1 и n_2 - коэффициенты преломления жидкости и газа, θ - угол падения, β - угол преломления, определяемый по закону Снеллиуса. Для пары вода-воздух величина K равна 0,02 для угла падения 0° . Эта величина слабо зависит от угла падения в диапазоне до 40° (достигая значения 0,025 для 30° и 0,055 для 40°), после чего начинает достаточно быстро расти, достигая единицы при угле в $48,6^\circ$ (см. рис. 2.11a). При этом и более высоких значениях угла падения (в случае, если угол между лучом лазера и стенкой канала прямой, угол падения равен локальному углу наклона пленки относительно стенки канала) происходит полное внутреннее отражение падающего света.

Для пересчета яркости флюоресценции в толщину пленки в ЛИФ-методе используется значение $K=0,02$, справедливое для большей части поверхности пленки. Повышение коэффициента отражения при высоких углах падения приводит к оптическим искажениям, что является ключевым недостатком ЛИФ-метода. Это явление может существенно влиять на локальные измерения толщины пленки и будет подробно рассмотрено в конце данного раздела. Анализ систематической и случайной погрешности, а также факторов, связанных с конфигурацией оборудования и условиями экспериментов, приводимый ниже, проводился для случая малых и умеренных наклонов поверхности пленки (до 30°).

Существует ряд потенциальных источников систематической погрешности при ЛИФ-измерениях толщины пленки. Сюда входят ошибки, связанные с определением темнового тока камеры, коэффициента поглощения флюоресценции, яркости опорного сигнала и его средней толщины. Случайная ошибка в определении коэффициента α оценивается в 5% при использовании двух зазоров и понижается при увеличении их количества. Вклад этой ошибки в погрешность измерений толщины пленки значительно ниже. Это связано с тем, что концентрация флюорофора подбирается таким образом, чтобы в интересующем диапазоне толщин пленки зависимость яркости флюоресценции от толщины пленки, $I(h)$, была близка к линейной. В этом случае наклон зависимости на этом участке определяется, главным образом, величиной C . Это утверждение проиллюстрировано на рис. 2.11b, на котором отложена нормированная зависимость $I(h)/I(h_0)$, $h_0=1$ мм, с варьированием величины α в диапазоне $0,25 \text{ мм}^{-1} \pm 20\%$. Среднее значение α соответствует водному раствору родамина 6Ж в концентрации

8 мг/л. На представленных зависимостях видно, что для толщин пленки до 1 мм отличие минимально, и даже для $h=2$ мм отклонение достигает примерно 6% при гипотетической ошибке в $\pm 20\%$ при определении α .

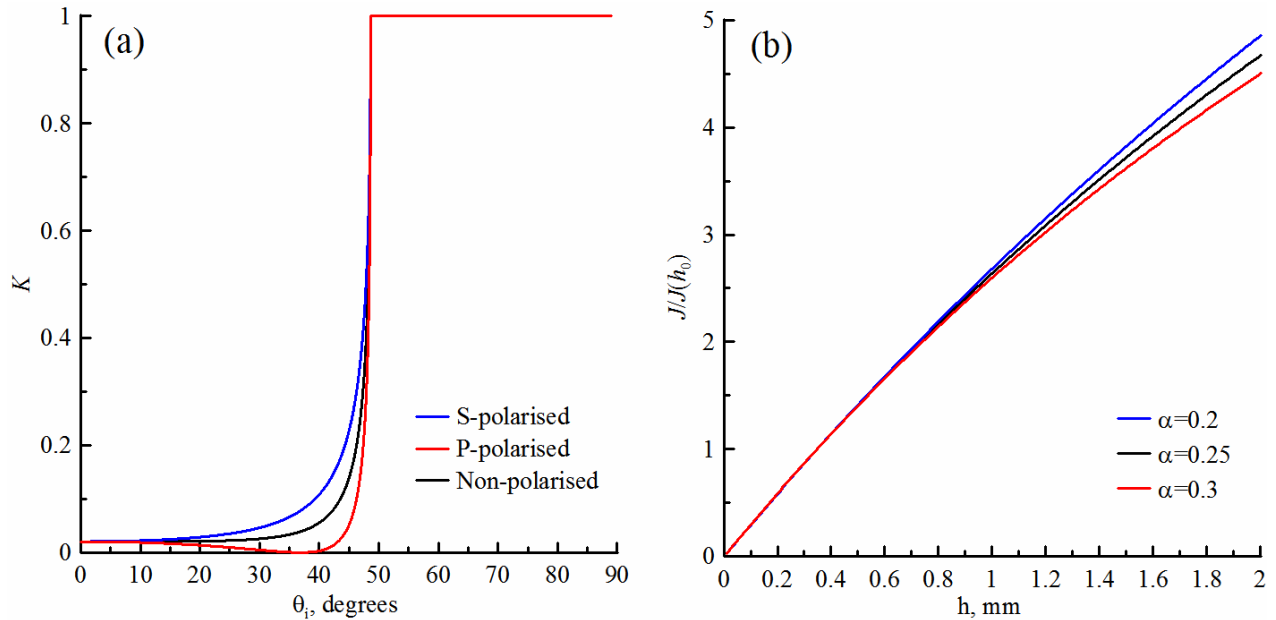


Рис. 2.11. (a) Коэффициент отражения от границы вода-воздух в зависимости от угла падения света, θ_i . (b) Яркость флюоресценции, нормированная на яркость при толщине пленки 1 мм, в зависимости от толщины пленки для различных значений коэффициента α .

Уровень темнового тока и яркость опорного сигнала измеряются путем осреднения по времени длительных записей, что позволяет подавить ошибки, связанные с шумом. Особое внимание следует уделить коррекции ошибок, связанных с определением темнового тока камеры, который может расти со временем вследствие нагрева камеры при ее длительной работе. С этой целью рекомендуется регулярное обновление данных по уровню темнового тока в течение всего хода экспериментов. Аналогично следует регулярно производить запись яркости опорного сигнала и контролировать неизменность этой величины на разных этапах экспериментального цикла. В большинстве экспериментальных циклов движение по карте режимов осуществлялось следующим образом: устанавливался расход жидкости и проводились эксперименты при во всем диапазоне значений расхода газа. Контроль темнового тока и яркости опорного сигнала проводился при переходе к новому значению расхода жидкости, а также в начале и в конце экспериментального цикла. В крайне редких случаях, если среднее абсолютное отклонение яркости опорного сигнала до и после экспериментов при данном расходе жидкости превышало 2%, эксперименты проводились повторно.

Случайная погрешность

Случайные ошибки возникают благодаря множеству факторов, включающих шум камеры, вариацию яркости света лазера от вспышки к вспышке, тепловой дрейф мощности лазера. Влияние шума камеры можно оценить по временной вариации толщины пленки в двумерной записи толщины пленки, $h(x,t)$, - или в любом продольном сечении трехмерной записи толщины пленки, $h(x,y,t)$, при неизменном y , - следующим образом:

$$E_T = \left\langle \frac{|h(x, t+1) - 2h(x, t) + h(x, t-1)|}{h(x, t+1) + h(x, t-1)} \right\rangle. \quad (2.24)$$

В данном случае x означает номер пикселя камеры, а t - номер кадра. Угловые скобки означают осреднение по всем значениям x и t . Пространственная вариация яркости от пикселя к пикселю, E_S , может быть оценена аналогичным образом:

$$E_S = \left\langle \frac{|h(x+1, t) - 2h(x, t) + h(x-1, t)|}{h(x+1, t) + h(x-1, t)} \right\rangle. \quad (2.25)$$

Необходимо отметить, что подобный способ оценки амплитуды шума правомерен лишь в случае, когда период съемки и пространственное разрешение много меньше, соответственно, временного и пространственного масштабов кривизны волн на поверхности пленки жидкости. Это условие выполняется лишь для достаточно гладких пленок, т.е., при скоростях газа, не превышающих 10 м/с (подробнее см. п. 2.4). В противном случае истинная кривизна поверхности пленки, проявляющаяся на масштабе в 2 пикселя либо 2 отчета по времени, будет приводить к завышению оценки амплитуды шума. При высоких скоростях газа и расходах жидкости свой вклад в завышение оценки амплитуды шума будут вносить также мелкие и/или быстрые элементы дисперсной фазы, а также оптические искажения. По этой причине оценка относительной амплитуды шума проводилась для малых скоростей газа. Альтернативным способом оценки амплитуды шума является анализ спектра яркости флюоресценции, излучаемой слоем жидкости в зазоре постоянной толщины. Независимо от способа оценки, величина E_T не превышала 3% для толщин пленки выше 0,2 мм. Для самых тонких пленок со средней толщиной порядка 0,05 мм (что наблюдалось при течении пленки воды с $Re_L=20$, обдуваемой потоком газа со скоростью $V_G=60$ м/с) эта величина могла достигать 10%. Величина E_S , как правило, в 1,5 раза выше E_T . Это неудивительно, поскольку E_S включает в себя как тепловой шум камеры, так и неоднородность светочувствительности отдельных пикселей. Последний фактор подавляется благодаря особенностям процедуры калибровки, но лишь отчасти. Дополнительная частичная компенсация может быть выполнена посредством линейной нормировки:

$$h_c(x, t) = h(x, t) \frac{[\langle h(t) \rangle (x)]_s}{\langle h(t) \rangle (x)}, \quad (2.26)$$

где индекс s означает сглаживание бегущим окном, размер которого в 3 раза превышает пространственное разрешение системы. Полная оценка сверху случайной ошибки измерений, связанная с шумом камеры и вариацией чувствительности пикселей для режимов с уносом жидкой фазы обычно не превышает 3-4%, но может достигать 10% для очень тонких пленок жидкости в режимах без уноса. Следует также отметить, что данная оценка проводилась для работы камер с достаточно широким динамическим диапазоном значений яркости, обеспеченным разрядностью в 12 бит. Для 8-битных камер, использовавшихся в экспериментах, описанных в п. 2.4, случайная погрешность может достигать 7-8 % для режимов с уносом.

При использовании импульсных лазеров временная вариация толщины пленки также связана с изменением энергии лазера от вспышки к вспышке. Для лазера системы LaVision стандартное отклонение этой величины составляет около 3,5%, для лазера системы Litron из PIV-системы производства Dantec - 1-2%. Эта величина фактически входит в E_T . Использование непрерывного лазера исключает вариацию сигнала от вспышки к вспышке; временной дрейф яркости лазера, тем не менее, возможен. Для исключения влияния этого фактора для каждой записи толщины пленки $h(x,t)$ проводился поиск временных трендов зависимости $\langle h(x) \rangle(t)$.

Погрешность, связанная с геометрией канала

При проведении экспериментов в двумерном подходе существует дополнительное ограничение на максимальную измеряемую толщину пленки жидкости. В случае, если ширина лазерного ножа мала, а угол между оптической осью ЛИФ-камеры и лазерным ножом достаточно велик, оптический луч, ведущий к камере, может выйти из объема, освещенного лазерным ножом, раньше, чем выйдет из пленки жидкости. Такая конфигурация использовалась в экспериментах, описанных в п. 2.4: в связи с необходимостью проведения параллельных ПЛИФ-измерений толщина ножа, W , составляла 0,5 мм, а угол между осями камеры и лазера - 15° . В таких условиях максимальная толщина пленки, которая может быть измерена, составляет $W/\text{tg}(15^\circ)$, что соответствует приблизительно 2 мм. В этом случае дальнейшее увеличение толщины пленки не даст вклада в измеряемую яркость флуоресценции, и локальная толщина пленки будет занижена. В общем случае этой ошибки можно избежать посредством использования более широкого лазерного ножа либо применения трехмерной модификации ЛИФ-метода.

При проведении экспериментов в канале прямоугольного сечения (рис. 2.6a) проведение экспериментов в трехмерном подходе не вносит дополнительных искажений, при условии, что расстояние от камеры до стенки канала много больше размеров рабочей области. В случае же цилиндрического канала (рис. 2.6b) требуется дополнительная оценка оптических искажений, связанных с кривизной канала. Так как внешняя стенка каналов со стороны, обращенной к

камере, обычно представляет собой плоскость, перпендикулярную оси камеры (благодаря форме канала или наличию оптического футляра), основное внимание следует уделить искажениям на внутренней стенке канала. На рис. 2.12а показана схема прохождения лучей от внутренней стенки трубы к камере. Здесь α означает азимутальную координату рассматриваемой точки, θ - угол, под которым луч, проходящий через эту точку, попадает в фокус камеры, L - расстояние от фокуса камеры до внешней стенки канала (для рассматриваемого эксперимента - 600 мм), S - минимальная толщина стенки канала (11 мм), R - внутренний радиус трубы (7,5 мм), n_1 и n_2 - показатели преломления воздуха и оргстекла. Рассматривалась лишь половина окружности сечения трубы, обращенная к камере. В приближении малого угла θ зависимость $\theta(\alpha)$ определяется следующим образом:

$$\theta = \frac{R \sin \alpha}{L + \frac{n_1}{n_2} (S + R(1 - \cos \alpha))}. \quad (2.27)$$

Номер пикселя камеры, на который попадает изображение данной точки внутренней стенки трубы, линейно зависит от угла θ . Зависимость $\theta(\alpha)$ представлена на рис. 2.12b. Эта зависимость близка к линейной в диапазоне $|\alpha| < 45^\circ$, однако сильно отклоняется от линейной за пределами этого диапазона; области с $|\alpha| > 60^\circ$ уже практически неразличимы при такой оптической конфигурации. Таким образом, поперечный размер области измерений фактически ограничен 1/4 орошаемого периметра канала.

Также ЛИФ-метод будет завышать толщину пленки жидкости при прохождении луча сквозь пленку жидкости под углом (рис. 2.12с). Уровень завышения также достаточно легко оценить: зависимость отношения измеряемой толщины пленки, h , к истинной толщине пленки, h_0 , от угла α определяется формулой:

$$\frac{h}{h_0} = \left(\cos \left(\arcsin \left(\frac{n_2}{n_3} \sin \left(\alpha + \frac{n_1}{n_2} \theta \right) \right) \right) \right)^{-1}, \quad (2.28)$$

где n_3 - коэффициент преломления рабочей жидкости. В пределах четверти периметра эта величина не превышает 1,6 (рис. 2.12d). В то же время, благодаря особенностям процедуры калибровки, это завышение будет частично компенсировано, поскольку опорный сигнал будет искажаться таким же образом.

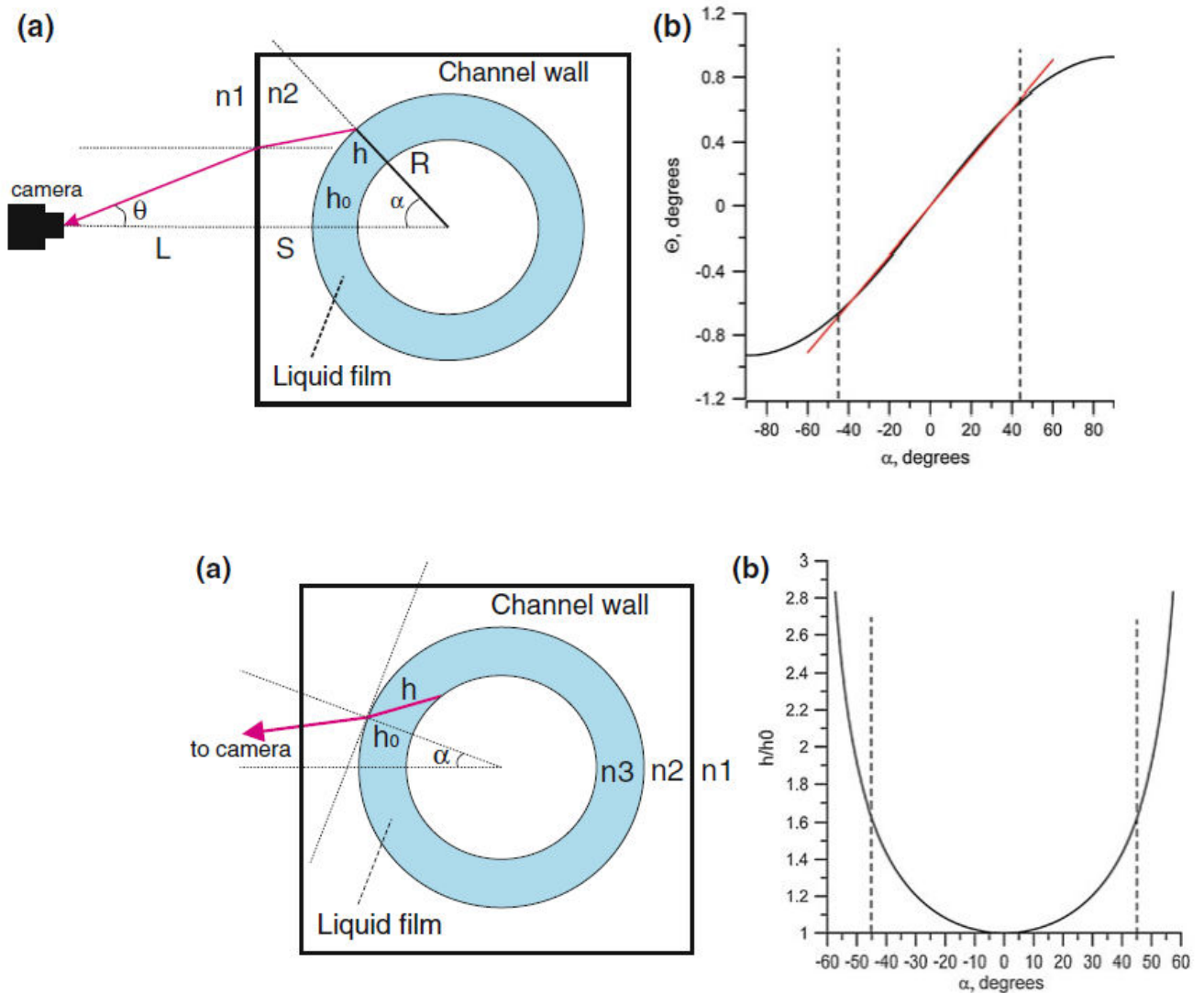


Рис. 2.12. (a) Ход лучей от внутренней стенки канала к камере. (b) Оценка искажения азимутальной координаты вследствие кривизны трубы. (c) Отклонение луча от нормали к стенке канала. (d) Оценка завышения толщины пленки вследствие отклонения луча.

Дополнительной сложностью при проведении трехмерных экспериментов в трубах является флуоресцентное свечение пленки, текущей по дальней стенке канала. Этот сигнал ослабляется рядом факторов, включая поглощение лазерного излучения пленкой, текущей по ближней стенке, преломление прошедшего лазерного излучения волнами на ближней и дальней стенках, преломление флуоресцентного свечения на обеих межфазных поверхностях. Кроме того, эффект может быть дополнительно ослаблен уменьшением глубины резкости камеры, сфокусированной на ближней стенке. В результате волны на дальней стенке канала будут давать намного меньший вклад в локальную яркость флуоресценции и, следовательно, в локальную толщину пленки жидкости. Тем не менее, регистрацию этого свечения невозможно исключить полностью, и интерпретацию трехмерных данных в таком течении следует проводить с осторожностью. С учетом этого эффекта и искажений, связанных с кривизной

канала, эксперименты в трехмерном подходе целесообразнее проводить в каналах прямоугольного сечения.

Моделирование оптических искажений при ЛИФ-измерениях в пленке жидкости

Повышение коэффициента отражения от межфазной поверхности (вплоть до полного внутреннего отражения) может приводить к завышению локальной толщины пленки в разы при ЛИФ-измерениях. Для того, чтобы понять природу искажений, было проведено простое моделирование хода лучей лазера и флюоресцентного свечения в трех ситуациях: в волне с крутым передним склоном, в капле жидкости и в пузырьке газа, захваченном пленкой жидкости.

Моделирование ЛИФ-измерений проводилось в двумерной постановке, вдоль координат x (в направлении течения) и z (по нормали к стенке канала). При моделировании хода лучей в волне на поверхности пленки жидкости задавалась форма волны, состоящая из двух синусоид (синяя линия на рис. 2.13а):

$$\begin{aligned} h(x) &= b + A * \cos \frac{\pi(x - L_b)}{L_b}, & 0 < x < L_b; \\ h(x) &= b + A * \cos \frac{\pi x}{L_f}, & L_b < x < L_f. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Здесь A - половина амплитуды волны, b - средняя толщина пленки жидкости (соответственно, толщина остаточного слоя жидкости определяется как $b-A$), L_b и L_f - длины заднего и переднего склонов волны, соответственно. Основным варьируемым параметром была величина A , фактически определявшая максимальный угол наклона переднего склона волны. Величина b подбиралась таким образом, чтобы толщина остаточного слоя оставалась неизменной и составляла 200 мкм (т.е., $b=A+0,2$ мм). Величины L_b и L_f оставались неизменными и были равны 4 и 1 мм, соответственно. Шаг по координатам x и z составлял 1 мкм.

На первом шаге определялись уравнения лучей лазера, освещающих пленку в каждом из выбранных значений координаты x_0 . Считалось, что лучи лазера параллельны друг другу и падают на стенку под прямым углом. Лучи, отражающиеся от заднего склона волны (зеленая линия на рис. 2.13а), попадали на стенку в точке $\{x_1, z_1=0\}$. В пределах выбранного диапазона амплитуд эта точка всегда располагалась под задним склоном волны: $x_1 < L_b$ для всех $x_0 < L_b$. Лучи, отражающиеся от переднего склона волны (красная линия на рис. 2.13а) могли, отразившись, попасть на стенку в точке $\{x_1, z_1=0\}$ (не обязательно под передним склоном), либо попасть на поверхность заднего склона волны в точке $\{x_1, z_1=h(x_1)\}$, и, вторично отразившись, попасть на стенку в точке $\{x_2, z_2=0\}$, либо достигнуть левого края рабочей области в точке

$\{x_2=0, z_2\}$. Расчет коэффициентов отражения от межфазной поверхности, K_1 и K_2 , проводился на основе производной функции $dh(x_0)/dx$ и $dh(x_1)/dx$ и формулы Френеля (2.23).

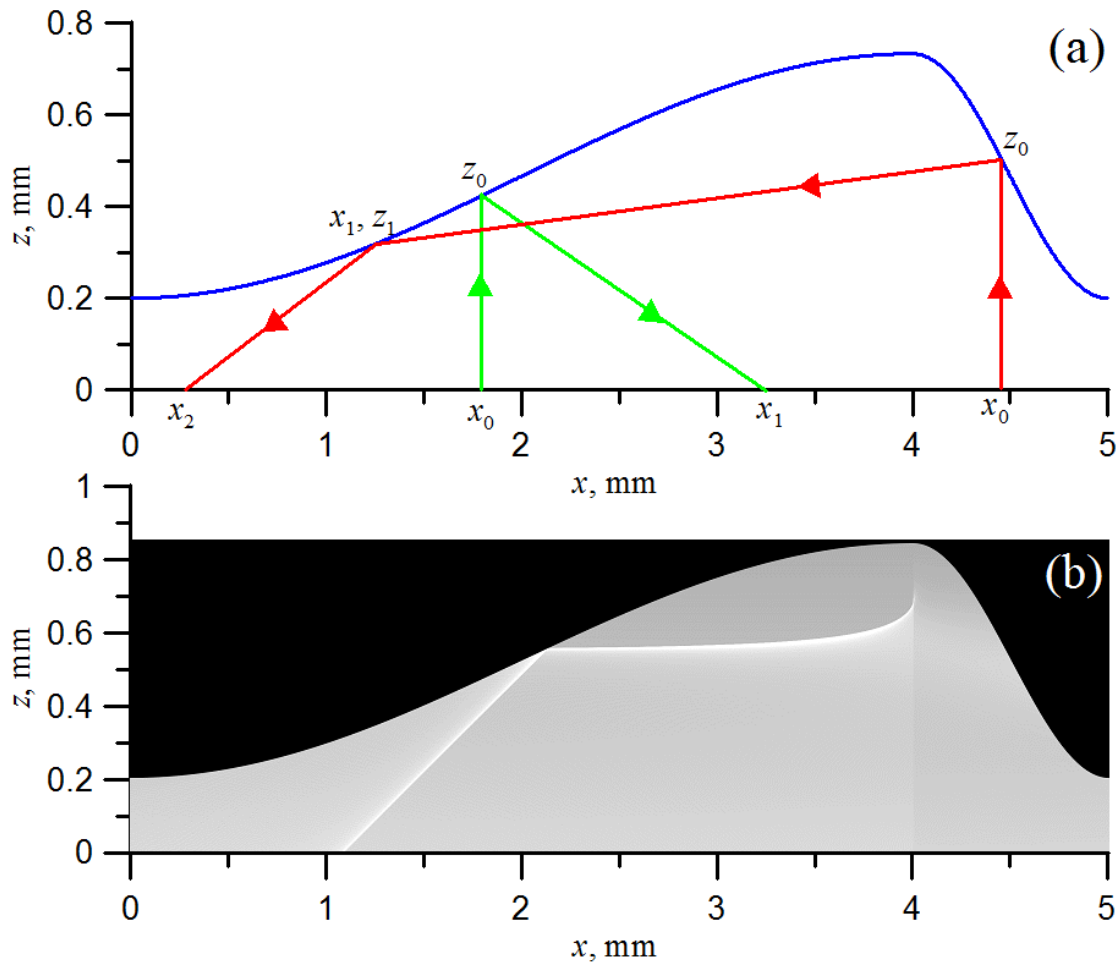


Рис. 2.13. (а) Расчет хода лучей, отраженных от переднего (красная линия) и заднего (зеленая линия) склонов моделируемой волны (показана синим цветом). (б) Расчет поля освещенности жидкости падающим и отраженным светом лазера.

На втором этапе рассчитывалась локальная освещенность пленки, $J(x, z)$, падающим и отраженным светом лазера. Освещенность падающим светом лазера определялась как:

$$J_0(x, z) = \exp(-\alpha z), \quad 0 < z < h(x), \quad J_0(z = 0) = 1. \quad (2.30)$$

Освещенность светом лазера, отраженным от межфазной поверхности, задавалась как:

$$J_R(x, z) = K_1 \exp(-\alpha h(x_0)) \exp(-\alpha r), \quad x \in [x_0: x_1]$$

$$J_R(x, z) = K_1 K_2 \exp(-\alpha(h(x_0) + r_1)) \exp(-\alpha r), \quad x \in [x_1: x_2] \quad (2.31)$$

Здесь r - расстояние от точки $\{x, z\}$ до последней точки отражения луча от межфазной поверхности, r_1 - расстояние между точками отражения луча от межфазной поверхности. Значения яркости в точке $\{x, z\}$ при попадании в нее отраженного света из разных точек x_0 суммировались. Продвижение вдоль луча проводилось с шагом 1 мкм по r , при этом

отраженный луч, как правило, не попадал в узлы сетки. Полученное значение яркости распределялось между - в общем случае - четырьмя окружающими данную точку узлами сетки пропорционально близости точки к каждому из узлов. Пример расчета поля яркости $J_0(x,z)+J_R(x,z)$ для волны с амплитудой $2A=0,57$ мм (максимальный угол наклона переднего склона равен 42°) приведен на рис. 2.13b. Видно, что, вследствие кривизны фронтов волны свет лазера, отраженный от межфазной поверхности, может испытывать локальные фокусировки в толще жидкости. Фактически, яркие линии, видимые на этом рисунке, представляют собой область пересечения лучей, отражаемых верхней и нижней частью переднего склона волны.

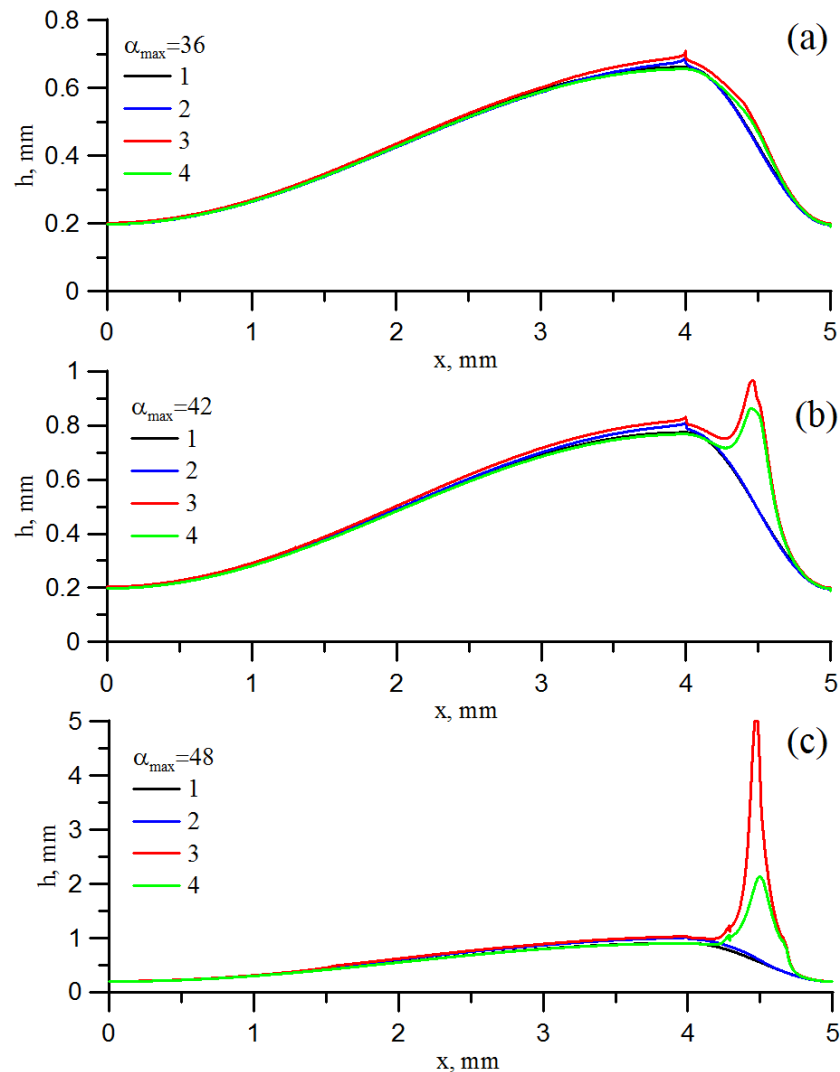


Рис. 2.14. Моделирование ЛИФ-измерений в волне. Исходная форма межфазной поверхности (1); ЛИФ-сигнал с учетом отражения лазера без учета отражения флюоресценции (2); ЛИФ-сигнал с учетом отражения лазера и флюоресценции (3); ЛИФ-сигнал с учетом отражения флюоресценции без учета отражения лазера (4). Амплитуда волны $2A=0,46$ мм (а), $0,57$ мм (b), $0,7$ мм (с); максимальный угол наклона переднего склона волны, соответственно, 36° , 42° и 48° .

Третьим этапом производилось моделирование "сбора" яркости флюоресценции ЛИФ-камерой. Считалось, что камера также расположена далеко от стенки канала и "видит" стенку канала под прямым углом. В этом случае сбор яркости проводился вдоль тех же лучей, по которым распространялся свет лазера: поскольку флюоресцентное свечение испускается возбужденным элементом объема жидкости во все стороны, излучение, направленное вдоль луча, по которому в эту точку попало излучение лазера, попадет в камеру. Для простоты считалось, что полная яркость флюоресцентного свечения, излучаемая данным объемом по каждому направлению, равна $J_0(x,z)+J_R(x,z)$. Полученные вдоль каждого из лучей значения яркости суммировались, давая на выходе массив $J_f(x_0)$. При этом учитывалось экспоненциальное ослабление флюоресцентного свечения с расстоянием, преодолеваемым излучением вдоль луча. Однако, поскольку коэффициент поглощения на длине волны флюоресценции как минимум на порядок меньше коэффициента поглощения на длине волны лазера, учет такого поглощения практически не влиял на результаты расчета.

Пересчет из условных значений яркости в значения толщины пленки проводился по уравнению (2.18), где коэффициент C - единый для всех x_0 - определялся по соотношению яркости флюоресценции плоской пленки и ее толщины. На рис 2.14(а-с) представлены расчеты ЛИФ-искажений для волн различной амплитуды ($2A=0,46$ мм, $0,57$ мм и $0,71$ мм), соответствующих максимальному наклону переднего склона 36° , 42° и 48° . Черной линией (1) показан исходный профиль волны. Синей линией (2) показан профиль толщины пленки, восстановленный на основе поля $J_0(x,z)+J_R(x,z)$, т.е., с учетом отражения лазера от межфазной поверхности, но без учета отражения флюоресценции от межфазной поверхности. При высоких значениях α дополнительное поле освещенности $J_R(x,z)$ дает достаточно равномерное завышение амплитуды волны в несколько процентов. Красной линией (3) показан профиль толщины пленки с учетом отражения и лазерного излучения, и флюоресцентного света. В дополнение к завышению, наблюдаемому для сигнала (2), учет этого фактора дает пик толщины пленки в области высокого наклона переднего склона волны. Высота пика быстро растет с увеличением наклона (для $\alpha=48^\circ$ пик обрзан по уровню $h=5$ мм). Фактически, пик на переднем склоне возникает не за счет отражения света лазера и последующего перераспределения поля освещенности, а за счет того, что крутой передний склон волны действует как зеркало. В результате камера "видит" не только яркость флюоресценции, излученной линией, длина которой равна локальной толщине пленки, но и продолжению этой линии после отражения от межфазной поверхности (в том числе двукратного). Длина продолжения может быть значительно больше локальной толщины пленки, в результате чего на выходе получается завышение толщины пленки во много раз. Это объяснение подтверждается расчетом, показанным зеленой линией (4), в рамках которого толщина пленки восстанавливалась с учетом

отражения флюоресценции от межфазной поверхности, но лишь на основе поля яркости $J_0(x,z)$, т.е., в предположении, что лазер не отражается от межфазной поверхности. Такой сигнал также имеет пик меньшей амплитуды и ширины в том же месте, что и сигнал (3). Таким образом, ключевую роль в появлении пиков, во много раз превышающих локальную толщину пленки на участках межфазной поверхности с большим наклоном, играет эффект отражения флюоресцентного света. Отражение света лазера играет вторичную роль, усиливая эффект отражения флюоресценции.

Для снижения вероятности появления таких пиков рекомендуется располагать камеру под углом $70-80^\circ$ к стенке канала, чтобы уменьшить средний угол падения (а следовательно, и коэффициент отражения флюоресцентного света от межфазной поверхности) лучей, ведущих к камере. Поскольку у волн на поверхности пленок жидкости передний склон обычно значительно круче заднего, камера должна быть ориентирована по потоку, а не против него. Изменение угла наклона лазера в ту же сторону может также частично подавить искажения, но его влияние вторично по сравнению с изменением угла наклона камеры. Полностью подавить оптические искажения при измерениях методом ЛИФ в дисперсно-кольцевом течении посредством изменения наклона камеры не удастся, поскольку локальный наклон межфазной поверхности может достигать 90° (например, на границах пузырьков) и выше (например, при опрокидывании волн быстрой ряби, см. 5.1). Кроме того, в общем случае восстановление исходного сигнала по форме зарегистрированного в эксперименте искаженного сигнала крайне затруднительно, поскольку небольшие отклонения в истинном профиле толщины пленки вдоль волны могут привести к серьезным отклонениям лучей и, в частности, резкому изменению амплитуды пиков. Следует также отметить, что в данном моделировании не проводится прямого учета сужения / расширения луча вследствие кривизны отражающей поверхности, хотя этот эффект частично учитывается сгущением / разрежением лучей, отражающихся в разных точках.

ЛИФ-измерения пузырьков газа, захваченных пленкой жидкости

Расчет ЛИФ-искажений при наличии пузырька газа, захваченного пленкой жидкости, проводился в сходной постановке. Ввиду радиальной симметрии задачи моделирование проводилось вдоль координаты r , параллельной стенке канала с началом отсчета в центре пузырька. На рис. 2.15(а) представлена геометрия задачи для случая пузырька радиусом $R=0,5$ мм, расположенного в толще пленки толщиной 1,2 мм на равных расстояниях от стенки и поверхности пленки; область моделирования распространяется на 5 мм от центра пузырька. Лучи, падающие на поверхность пузырька под углом выше угла полного внутреннего отражения (пример такого луча показан зеленым на рис. 2.15а), отразившись в точке (1),

попадают на границу пленки в точке (2), после чего отраженный луч доходит до твердой стенки в точке (3).

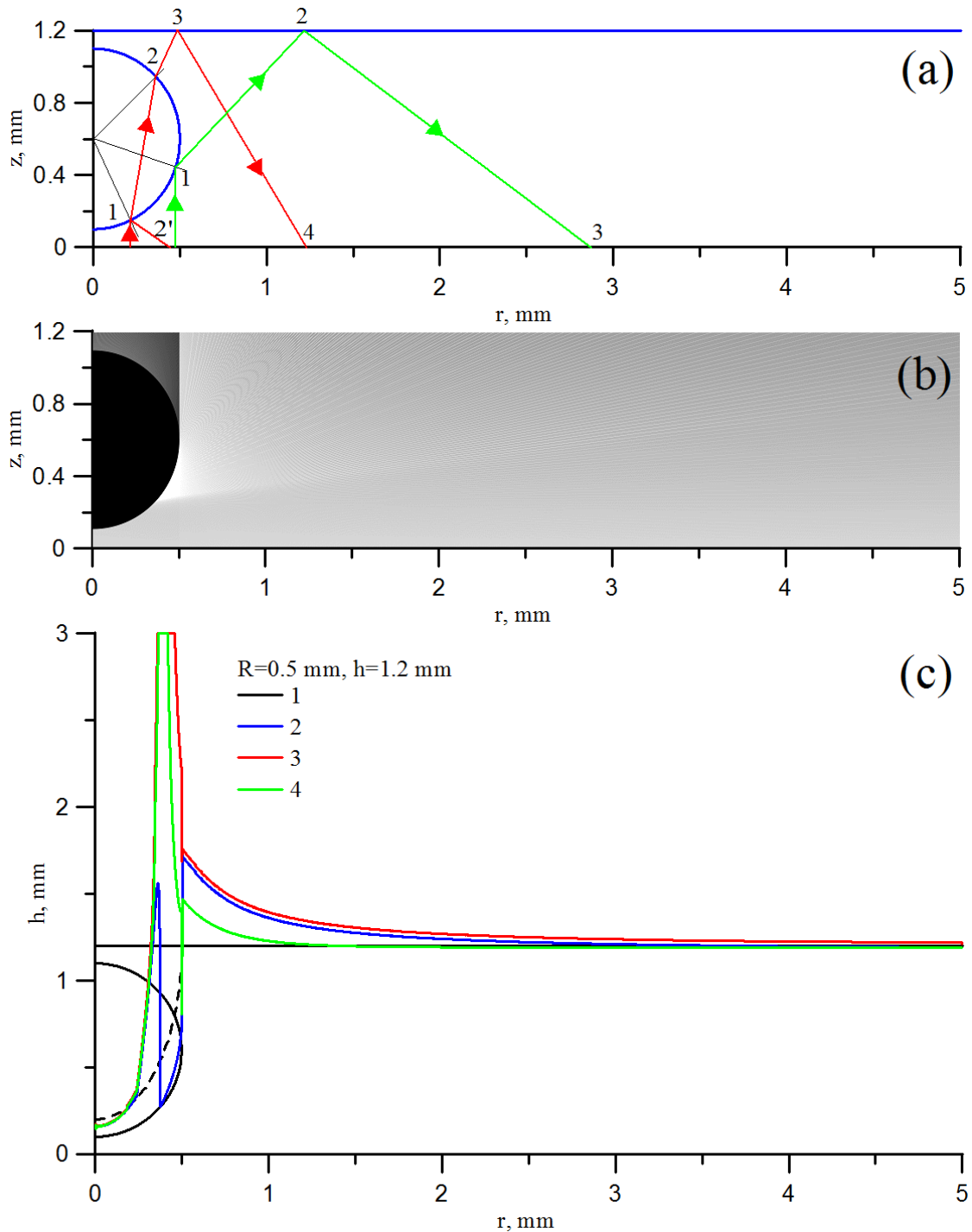


Рис. 2.15. Моделирование ЛИФ-измерений толщины пленки жидкости с захваченным пузырьком газа. (а) Ход лучей, отражающихся и проходящих сквозь поверхность пузырька. (б) Расчет поля освещенности жидкости падающим и отраженным светом лазера. (с) Моделируемые результаты ЛИФ-измерений. Обозначения линий 1-4 те же, что и на рис. 2.14. Пунктирной линией показана суммарная толщина слоев жидкости снизу и сверху пузырька.

Граница области полного внутреннего отражения падающего света для сферического пузырька располагается в точке $r_T=0,75R$. Лучи, падающие ближе к центру пузыря (пример показан красным на рис 2.15a), разделяются в точке (1) на преломленный и отраженный лучи. Отраженный луч попадает в точку (2'), которая для большинства углов находится на стенке канала; для узкого диапазона углов падения ($45^\circ < \alpha < 48,7^\circ$) точка (2') находится на поверхности пленки, однако чаще всего это происходит за пределами области моделирования. Преломленный луч достигает поверхности пузырька в точке (2), где вновь разделяется на преломленный и отраженный лучи. Отражением в точке (2) можно пренебречь, поскольку отраженный луч претерпит как минимум еще одно отражение от границы пузырька, прежде чем попасть в жидкость. Преломленный луч отражается от поверхности пленки в точке (3). Для достаточно больших r отраженный луч попадает на стенку канала в точке (4). Для малых r точка (4) может располагаться на верхней поверхности пузырька; отражением от этой поверхности также пренебрегается.

На рис. 2.15b показано поле освещенности пленки жидкости светом лазера. Видно, что, несмотря на учет проходящего света, за пузырьком образуется затененный участок. В окрестности границы пузырька лучи, отражающиеся под большими углами, создают ярко освещенное пятно. Результаты моделирования регистрируемой камерой яркости флюоресценции в пересчете в локальную толщину пленки представлены на рис. 2.15c. Сплошными черными линиями (1) показано истинное положение межфазных поверхностей, а пунктирной линией - суммарная толщина слоев жидкости под и над пузырьком. Синей линией (2) показана толщина пленки жидкости, восстановленная с учетом освещенности падающим и отраженным светом лазера без учета отражения флюоресценции. При малых r эта величина достаточно близка к истинной толщине пленки жидкости, обозначенной пунктирной линией. Небольшое занижение связано, во-первых, с двукратным отражением света лазера и флюоресцентного света от поверхности пузырька (что дает понижение примерно на 8%), во-вторых, с расхождением лучей при двукратном преломлении. В области, где r приближается к r_T , наблюдается локальный пик, возникающий вследствие того, что преломленный луч в жидкости (см. отрезок 2-3 красной линии на рис. 2.15a) достаточно близок к горизонтали и проходит большое расстояние в пленке жидкости. Это расстояние, фактически, и измеряется методом ЛИФ. В области $r_T < r < R$ отсутствует проходящий свет, и ЛИФ-метод измеряет истинное расстояние от стенки до межфазной поверхности с небольшой добавкой, возникающей за счет отражения света лазера. За границей пузырька, $r > R$, ЛИФ измеряет полную толщину пленки с существенной добавкой за счет отражения света лазера стенкой пузырька. С удалением от границы пузырька эта добавка постепенно уменьшается. Красной линией (3) показана толщина пленки, восстановленная с учетом отражения лазера и

флюоресценции. Эта величина практически повторяет зависимость (2) в областях $r < r_T$ и $r > R$, с небольшой добавкой примерно в 2%. В промежуточной области $r_T < r < R$, поверхность пузырька действует как зеркало, собирая флюоресцентное свечение вдоль лучей, направленных практически вдоль пленки. В результате в этой области наблюдается высокий пик толщины пленки. Как и в случае искажений на крутых передних склонах волн, этот пик воспроизводится даже при отсутствии отражения света лазера (см. луч 4, обозначенный зеленой линией). Учет отражения лазера усиливает этот пик, но играет вторичную роль. Вблизи внешней границы пузырька ЛИФ завышает толщину пленки даже в условиях отсутствия отражения лазера, поскольку лучи, проходящие через пузырек, преломляясь, выходят за его пределы.

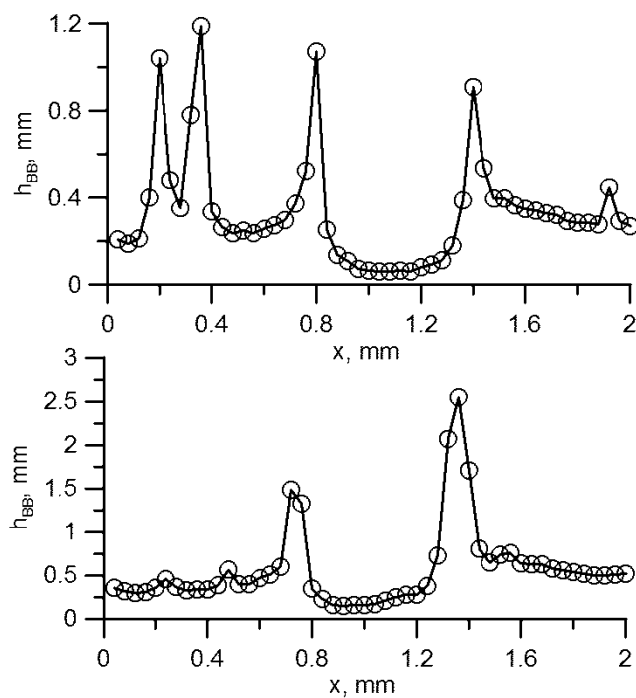


Рис. 2.16. Примеры ЛИФ-записей вдоль центрального сечения крупного пузырька.

Итак, в двумерном представлении ЛИФ-изображение пузырька будет иметь провал в центре, яркие пики с внутренней стороны границы пузырька и небольшое завышение толщины пленки вокруг пузырька. На рис. 2.16 представлены примеры ЛИФ-изображений захваченных пленкой жидкости пузырьков, полученных в экспериментах, которые качественно соответствуют результатам моделирования.

В трехмерном представлении пузырек будет выглядеть как круг с темным центром и ярким кольцом вблизи его краев. Такой же вид пузырьков наблюдался при исследовании пузырьковых течений методом Planar Fluorescent Bubbles Imaging, PFBI (Dulin et al., 2012). В методе PFBI сечение объема пузырькового течения освещается лазерным ножом, возбуждающим свечение

растворенного в жидкости флюорофора. Яркость свечения регистрируется камерой, оптическая ось которой перпендикулярна плоскости ножа. В рассматриваемой работе также проводится моделирование искажений локальной яркости регистрируемого камерой изображения, вызванных наличием пузырька в толще лазерного ножа, в предположении, что освещенность жидкости лазером и, соответственно, интенсивность флюоресцентного свечения элементарного объема жидкости внутри лазерного ножа равномерна по пространству. Были получены локальные превышения яркости на два порядка в точке $r=0,707R$. Соответственно, при определении размера пузырька по положению максимума освещенности может возникнуть систематическое занижение размеров. Однако, с учетом того, что пространственное разрешение измерительной системы обычно сравнимо с шириной яркого кольца на границе пузырька, величина занижения существенно уменьшается. Целесообразнее всего определять размер пузырька по положению точки резкого изменения наклона зависимости $h(r)$ с внешней стороны пика.

ЛИФ-измерения капель жидкости в ядре газового потока

Моделирование ЛИФ-измерений в капле жидкости, содержащей флюорофор, проводилось в предположении однородного и параллельного хода лучей как света лазера, так и флюоресценции, идущей к камере, т.е., в приближении плоской границы пристенной пленки и большого расстояния от капли до источника и приемника света. Помимо сферической формы капли, рассматривался также случай эллиптической формы. Особый интерес представляет ситуация, когда размер капли в продольном направлении (вдоль оси x) меньше поперечного. Такая деформация капли может наблюдаться вследствие разницы давлений с подветренной и наветренной сторон капли при обтекании ее газовым потоком (Guildenbecher et al. 2009). В общем случае уравнение поверхности капли задавалось как:

$$z = R \pm \sqrt{R^2 - \frac{x^2}{a^2}}, \quad -Ra \leq x \leq Ra \quad (2.32)$$

где параметр a менялся от 0,5 до 1,5.

Попадая в каплю, изначально вертикально ориентированный луч преломляется в сторону центра капли, и достигает ее верхней границы значительно ближе к оси симметрии капли. Угол падения преломленного луча на верхнюю границу капли, как правило, мал (за исключением лучей, проходящих через крайние точки капли). В случае достаточно больших a лучи, отраженные от верхней поверхности, распространяются в том же направлении вдоль оси x , что и преломленный луч; смена направления возможна для части лучей при $a < 0,7$. Дальнейшими отражениями в расчете пренебрегается.

Поле освещенности в капле жидкости преломленным и отраженным светом показано на рис. 2.17(а-с) для трех значений параметра эллиптичности: $a=1$, 0,8 и 0,6. Яркость изображения в данном случае представлена в логарифмическом масштабе, поскольку пересечение лучей приводит к существенному повышению локальной яркости. Зоны повышенной яркости возникают вдали от оси капли при $a>0,7$; при малых a все преломленные лучи пересекаются в сравнительно малом объеме жидкости, расположенном на оси симметрии капли, что приводит к существенному повышению локальной яркости (рис. 2.17с). Свет лазера не попадает в определенные области объема капли; доля таких неосвещенных зон увеличивается с уменьшением параметра a . Похожие результаты для сферических капель были получены в работах Domann & Hardalupas (2001), Frackowiak & Tropea (2008).

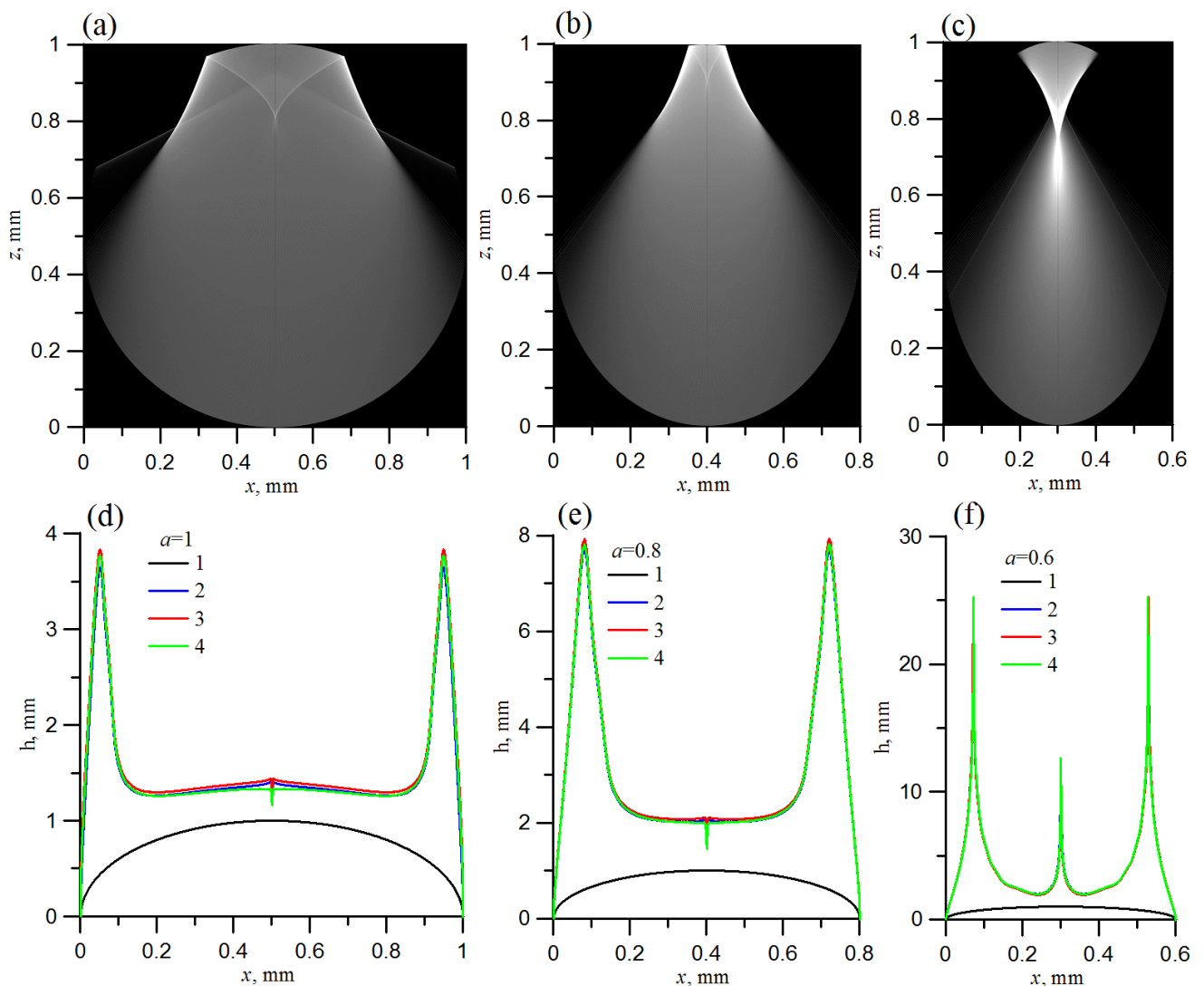


Рис. 2.17. Моделирование ЛИФ-измерений "толщины" капли жидкости. Коэффициент эллиптичности: $a=1$ (а, d); $a=0.8$ (b, e); $a=0.6$ (c, f). (а-с) Расчет поля освещенности жидкости падающим и отраженным светом лазера. (d-f) Моделируемые результаты ЛИФ-измерений. Обозначения линий 1-4 те же, что и на рис. 2.14.

Моделируемая толщина пленки при ЛИФ-измерениях соответствующих капель представлена на рис. 2.17(d-f). В отличие от моделирования волны и пузырька, учет отраженного света (как лазера, так и флюоресценции) дает малый вклад в итоговую зависимость измеряемой толщины пленки от x . Это объясняется, в первую очередь, малыми коэффициентами отражения преломленного света от внутренней поверхности капли. Хотя ее "верхняя" поверхность и достигает больших наклонов к оси x , преломленные лучи не попадают на эти участки. Кроме того, расстояние, проходимое отраженным светом внутри капли, не столь велико, как в случае с волной или пузырьком, где часть отраженных лучей может распространяться в направлении течения, оставаясь внутри пленки жидкости на протяжении больших расстояний.

Благодаря пересечению преломленных лучей измеряемое значение толщины пленки выше реального размера капли в направлении z (показанного черной линией). В случае $a > 1$ (капля вытянута в направлении течения), разница между реальным размером капли вдоль z в центральной ее части и измеряемой в этой области ЛИФ-методом "толщиной пленки" уменьшается; в пределе $a \gg 1$ капля на протяжении большей части ее продольного размера может рассматриваться как пленка, и измерения ее размера ЛИФ-методом будут объективны (с учетом поправки на коэффициент прохождения на нижней границе). В случае $a < 1$ завышение z -размера капли растет с уменьшением a . На краях ЛИФ-изображения капли можно наблюдать нефизические пики толщины пленки, возникающие вследствие пересечения лучей. Доля этих пиков в продольном размере капли увеличивается с уменьшением параметра a ; при $a < 0,7$ возникает дополнительный пик в центре капли. Таким образом, измерения z -размера капли методом ЛИФ в двумерной или трехмерной постановке в общем случае не будет достоверными; решение этой задачи требует стереоскопической модификации метода. Однако размер капли вдоль координаты x (а также y , если речь идет о трехмерной постановке) по ЛИФ-изображению капли можно восстановить достаточно точно, по крайней мере, для $a > 0,7$.

2.4. Совместные измерения при помощи ЛИФ- и ПЛИФ-методов

ЛИФ-метод, описанный в разделах 2.2 и 2.3, обладает достаточно большими возможностями, однако используется сравнительно редко. Одной из причин низкой "популярности" метода является наличие оптических искажений, практически не подвергавшихся ранее систематическому анализу. Помимо расчетов, предложенных в разделе 2.3, представляет интерес прямое экспериментальное исследование искажений, возникающих при измерениях ЛИФ-методом. Такое исследование возможно провести посредством прямого сравнения результатов ЛИФ-измерений с результатами измерений толщины пленки в тех же условиях другой методикой. Информативность такого исследования существенно возрастает при проведении одновременных измерений двумя методами в одной и той же пространственной области, что позволит не только провести количественное сравнение распределений толщины пленки, но и прямое сравнение измерений одного и того же мгновенного профиля поверхности пленки. Оптимальным вариантом второго метода является метод планарной лазерно-индуцированной флюоресценции (ПЛИФ), принцип работы которого описан в п. 1.2.2. Оба метода - ЛИФ и ПЛИФ - используют явление лазерно-индуцированной флюоресценции, и для возбуждения флюоресценции может использоваться один и тот же лазерный нож, освещающий одно продольное сечение пленки жидкости. При этом процедура восстановления локальной толщины пленки в двух методах принципиально различается, в результате чего методы являются независимыми друг от друга. Дополнительным доводом в пользу выбора метода ПЛИФ явился тот факт, что на момент проведения данных измерений метод считался наиболее надежным методом измерения локальной толщины пленки жидкости, свободным от оптических искажений.

Экспериментальная установка и методика измерений

Для возбуждения флюоресценции использовался импульсный Nd:YAG лазер (Nano-L-50-100PV, Litron Lasers Ltd, $\lambda = 532$ нм, энергия вспышки 50 мДж, длительность вспышки 10 нс, частота вспышек 100 Гц). Луч лазера был оптически преобразован в вертикальный лазерный нож с толщиной примерно 0,5 мм и сфокусирован на ближней внутренней стенке трубы. Преобразователь луча и, соответственно, лазерный нож были наклонены вниз под углом примерно 15° к горизонту с целью снизить вероятность полного внутреннего отражения на крутых передних склонах волн большой амплитуды. Для записи яркости флюоресцентного излучения в области измерений использовались две CMOS-камеры (VC-Imager Pro HS 500, LaVision Ltd, разрядность 8 бит, матрица 1024×1280 пикселей). Камеры были расположены на одинаковом расстоянии от входа в канал и нацелены примерно на одну и ту же область. Обе камеры были оснащены макро-объективами Sigma 105 mm f/2.8 и оптическими фильтрами, пропускающими свет с длиной волны более 540 нм. ЛИФ-камера располагалась рядом с

преобразователем лазерного луча под углом 15° к плоскости ножа. ПЛИФ-камера была расположена под углом либо 90° , либо 70° к плоскости ножа (см. рис. 2.18a,b). Угол между ПЛИФ-камерой и ножом варьировался с целью исследования влияния этого угла на ПЛИФ-измерения локальной толщины пленки жидкости. Таким образом, было проведено две серии идентичных по всем прочим параметрам экспериментов, отличающиеся модификацией ПЛИФ-метода (эти модификации в дальнейшем будут именоваться ПЛИФ90 и ПЛИФ70). Положение ЛИФ-камеры и лазерной оптики оставалось без изменений в обеих сериях экспериментов.

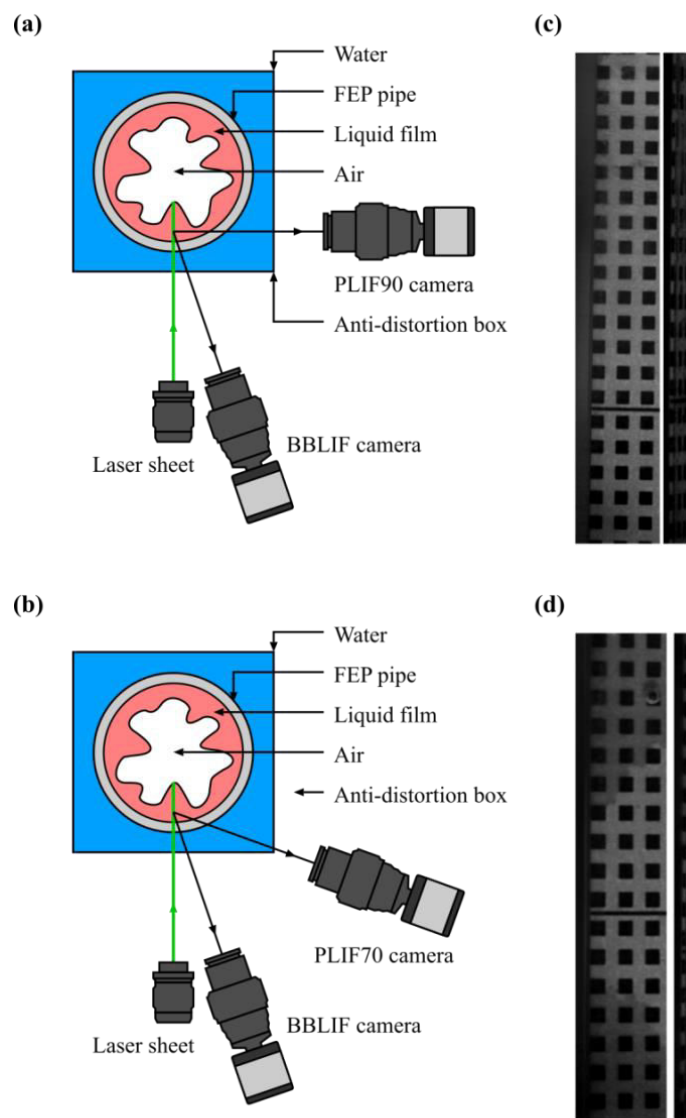


Рис. 2.18: Расположение лазера и камер (вид сверху) при одновременном использовании ЛИФ-метода и (а) ПЛИФ90, и (б) ПЛИФ70. Изображения мишени в затопленной рабочей жидкостью трубе для обеих конфигураций показаны на рисунках (с) и (d). Изображение мишени слева получено ПЛИФ-камерой, изображение справа - ЛИФ-камерой.

Для определения пространственного разрешения каждой из камер по продольной и радиальной координатам, а также с целью пространственной привязки изображений с двух камер, в канал была введена калибровочная мишень. Мишень представляла собой полуцилиндр с диаметром, совпадающим с внутренним диаметром трубы, на плоскую часть которой было наклеено заламинированное изображение решетки из черных квадратов. Сторона каждого квадрата была равна 1 мм, расстояние между квадратами также было равно 1 мм. Плоская часть была выровнена вдоль плоскости ножа, и труба была заполнена рабочей жидкостью. Изображения мишени, полученные ЛИФ- и ПЛИФ-камерами в различных конфигурациях, даны на рисунке 2.18(с) и (d). Стенка трубы на этих изображениях находится слева. Горизонтальная линия была нанесена на мишень для определения относительного положения области, видимой каждой из камер. Сопоставление изображений показывает, что области не полностью совпадали для ЛИФ- и ПЛИФ-камер, однако область перекрытия двух изображений была достаточно протяженной (около 90% видимой области). Длина области перекрытия составляла 34,3 мм для конфигурации ПЛИФ90 и 31,5 мм для конфигурации ПЛИФ70. Масштабирование и взаимная привязка изображений с двух камер проводилась путем линейной аппроксимации координат соответствующих квадратов на мишени. Пространственное разрешение ПЛИФ камеры для конфигурации ПЛИФ90 составляло 30,6 мкм/пиксель в продольном и радиальном направлении, а для конфигурации ПЛИФ70 - 26,6 мкм/пиксель в продольном направлении и 28 мкм/пиксель - в радиальном. Пространственное разрешение ЛИФ-камеры составляло 26,7 мкм/пиксель.

Имевшийся в нашем распоряжении источник лазерного излучения позволял получать данные с частотой опроса не выше 100 Гц. Эта частота недостаточно высока для отслеживания временной эволюции волн, которые движутся в дисперсно-кольцевом течении с весьма высокими скоростями. Таким образом, согласно классификации, предложенной в секции 2.2, используемый подход можно отнести к одномерным. Результаты измерений в таком подходе представляют собой мгновенную форму поверхности пленки в одном продольном сечении канала, восстановленную одновременно двумя независимыми измерительными методиками. Для целей, поставленных в данном исследовании (а именно, взаимная валидация ЛИФ- и ПЛИФ-методик) таких данных вполне достаточно.

Измерения проводились для чисел Рейнольдса жидкости $Re_L=150-1350$ и скоростей газа $V_G=0-39$ м/с. Для каждой пары расходов жидкости и газа были получены записи, состоящие из 1000 кадров, соответствующих полной длительности в 10 секунд. Примеры "сырых" изображений, полученных методами ПЛИФ70 и ЛИФ, показаны на рисунке 2.19(а) для случая $Re_L = 600$ и $V_G = 0$ м/с. ЛИФ- и ПЛИФ-изображения пленки жидкости помечены цифрами (1) и (3), соответственно. Если поверхность пленки является относительно гладкой, как в случае, представленном на рисунке, на каждом изображении присутствуют легко различимые ложные

линии (2) и (4). Причины появления этих линий продемонстрированы на рис. 2.19(b). Ложная линия (2) в ЛИФ-изображении возникает благодаря флюоресцентному свечению пленки на противоположной стенке канала, вдоль линии, на которую попадает лазерный нож, пройдя сквозь пленку на ближней стенке. Основной причиной поворота ЛИФ-камеры на 15° к оси лазерного ножа было стремление избежать перекрывания основного ЛИФ-сигнала с описанной ложной линией. Ложная линия (4) на ПЛИФ-изображении возникает из-за отражения флюоресцентного света, излученного засвеченной лазерным ножом пленкой, от межфазной поверхности на другой стороне трубы. Интересно заметить, что обе ложных линии сильно искривлены вследствие волнистости поверхности пленки. В режимах с высокой скоростью газа, где шероховатость поверхности пленки значительно выше, ложных линий не наблюдается, поскольку как проходящий, так и отраженный свет рассеиваются в широком диапазоне углов и практически не дают вклада в локальную освещенность.

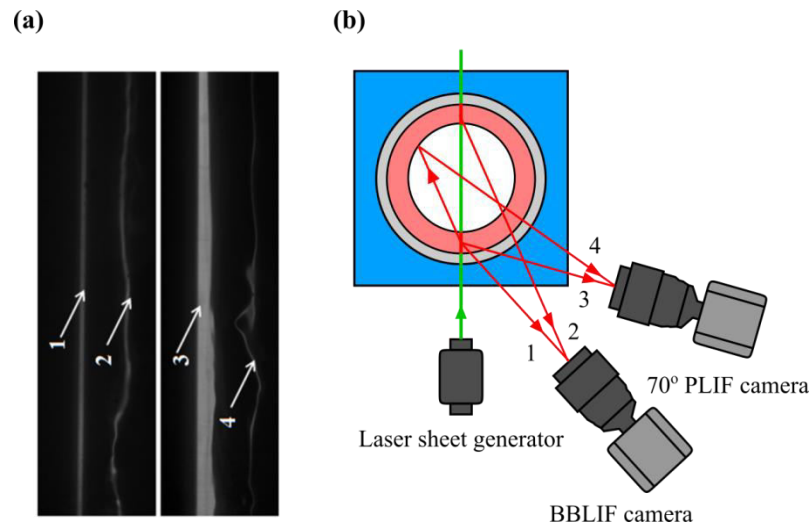


Рис. 2.19. (a) Пример изображений, полученных методом ЛИФ (слева) и методом ПЛИФ70 (справа) для течения с $Re_L = 500$, $V_G = 0$ м/с. Цифрами обозначены: (1) флюоресцентное свечение пленки на ближней стенке, регистрируемое ЛИФ-камерой; (2) флюоресцентное свечение пленки на дальней стенке, регистрируемое ЛИФ-камерой; (3) флюоресцентное свечение пленки на ближней стенке, регистрируемое ПЛИФ-камерой; (4) отражение ПЛИФ-сигнала от поверхности пленки на дальней стенке в ПЛИФ-камеру. (b) Рисунок, иллюстрирующий оптические пути, по которым свет, излученный источниками (1-4), попадает на матрицы камер.

Первичная обработка ПЛИФ-данных, погрешности измерений

При использовании метода ПЛИФ измерение толщины пленки сводится к определению положения двух границ: границы твердой стенки и межфазной границы жидкость-газ. В данном исследовании положение стенки определялось непосредственно по изображению калибровочной мишени, показанному на рисунке 2.18 (с-d), как граница изображений регулярных квадратов. Такой подход может нести в себе систематическую ошибку в определении положения стенки, связанную с недостаточно точным выравниванием мишени в плоскости лазерного ножа, либо наличием микроскопического зазора между границей нанесенных квадратов и внутренней стенкой. Альтернативным подходом является анализ профилей яркости ПЛИФ-изображений либо в заполненной жидкостью трубе, либо полученных в ходе экспериментов. Такой подход использовался, например, в работах Charogiannis et al. (2015) и Charogiannis et al. (2017) при исследовании гидродинамики пленок жидкости, стекающих по наклонной плоскости. В данной конфигурации такой подход не применим, поскольку яркость изображений, полученных в различных условиях, сильно различалась, что приводило к мнимому изменению положения стенки в зависимости от расходов жидкости и газа. В результате был использован первый способ.

Был разработан новый алгоритм определения межфазной границы. В более ранних работах положение межфазной поверхности на ПЛИФ-изображениях определялось либо по пороговому значению яркости флюоресценции (см., напр., Schubring et al., 2010; Farias et al., 2012; Zadrazil et al., 2014, Kokomoor and Schubring, 2014), либо на основе локального градиента яркости (см., напр., Charogiannis et al., 2015; Markides et al., 2016; Charogiannis et al., 2017). Второй метод не применим к исследованию пленок с возмущенной поверхностью, а также с наличием ложных изображений, поэтому в основе данного метода лежало определение порога яркости, а градиент яркости использовался как вспомогательный критерий.

Выбор оптимального порога яркости является достаточно сложной проблемой, поскольку яркость лазерной вспышки варьируется как во времени, так и в пространстве. Кроме того, яркость ПЛИФ-изображения выше в областях с более толстой пленкой (первое сообщение об этом содержится в работе Schubring et al., 2010). Эта особенность является достаточно неожиданной и связана, вероятно, с увеличением освещенного объема в направлении, поперечном плоскости ножа, при большей толщине пленки. Последнее, скорее всего, связано с рассеиванием лазерного излучения оптической секцией, стенкой трубы и поверхностью пленки.

В предшествующих работах для преодоления этих сложностей применялись различные методы. Например, Zadrazil et al., (2014), использовали вспомогательную "ручную" идентификацию поверхности для подстройки порога по яркости вдоль плоскости ножа. Schubring et al. (2010) и Farias et al. (2012) масштабировали распределение значений яркости

полученных изображений для каждого значения продольной координаты и проводили соответствующую коррекцию изображений с целью максимизации контрастности для удобства последующей обработки. В данной работе порог яркости определялся для каждой комбинации $\{t, x\}$, т.е., для каждой строчки $J_{t,x}(y)$ в матрице ПЛИФ-изображения. Порог определялся как среднее арифметическое между максимальной и минимальной яркостью в этой строчке. С использованием этого порога проводилась бинаризация ПЛИФ-изображения и последующее морфологическое замыкание для подавления шумов. Прилегающие друг к другу точки на границах областей бинаризации соединялись в линии (см., напр., рис. 2.20а).

Дополнительная техническая сложность при обработке ПЛИФ-изображений связана с наличием объектов, располагающихся "над" видимой поверхностью пленки. Schubring et al. (2010) и Zadrazil et al. (2014) связывали появление таких объектов с уносом жидкости в дисперсную фазу. Однако в большинстве случаев они представляют либо собой ложные линии, подобные линии 4 на Рис. 2.19, либо флюоресцентное свечение жидкости вне плоскости ножа благодаря рассеянию света лазера возмущенной межфазной поверхностью. Для выявления и фильтрации подобных артефактов на ПЛИФ-изображениях, Schubring et al. (2010) использовали критерий гладкой пленки с дополнительной "ручной" идентификацией и удалением "промахов" (Kokomoog & Schubring, 2014). В данной работе линии, соответствующие поверхности пленки на каждом бинаризованном изображении, определялись автоматически при помощи специально разработанного алгоритма. Алгоритм был применен к полученным ранее линиям: для каждой точки, принадлежащей к конкретной линии, был определен знак локального градиента яркости, $dJ_i = J_i(y+1) - J_i(y-1)$, где i - номер точки в линии. Эти значения суммировались вдоль всей линии, с целью получить параметр, характеризующий вероятность того, что линия является частью изображения границы пленки:

$$K_j = \sum_i dJ_i \quad (2.33)$$

Здесь j - номер линии на изображении. Значение модуля величины K_j тем выше, чем больше количество точек в линии и чем стабильнее знак градиента яркости вдоль этой линии. На границе пленки следует ожидать отрицательных значений K_j . Соответственно, для последующей обработки все линии с $K_j < 0$ упорядочивались в порядке убывания модуля K_j . Целью последующей обработки было построение строчки, описывающей положение межфазной границы, $Y(x)$, с целью последующего определения толщины пленки, измеряемой ПЛИФ-методом, как $h_p(x) = Y(x) - W(x)$, где $W(x)$ - y -координата стенки.

Значения $\{y, x\}$, принадлежащие обрабатываемой линии, заносились в строку $Y(x)$. Если в линии содержалось несколько значений y для одного значения x , выбиралось минимальное (самое близкое к стенке) значение. В случае, если для подмножества значений x строка $Y(x)$ уже

была заполнена, в $Y(x)$ подставлялись минимальные значения y для данного x , что позволяло отсечь границы ложных изображений, располагающихся над поверхностью пленки. В случае, если весь диапазон значений x , принадлежащих анализируемой линии, был уже заполнен в $Y(x)$, линия отбрасывалась целиком. Это позволяло отсечь границы пузырьков, захваченных пленкой жидкости. Обработка прекращалась после достижения положительных значений K_j .

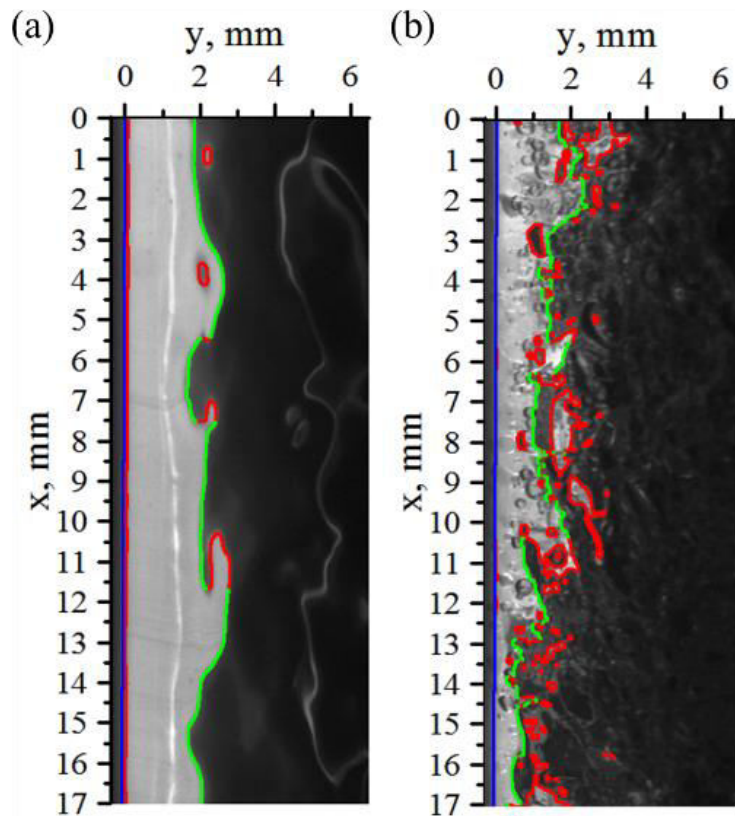


Рис. 2.20: Примеры определения межфазной границы при анализе ПЛИФ-изображений. (a) ПЛИФ70, $Re_L = 500$, $V_G = 0$ м/с. (b) ПЛИФ70, $Re_L = 1350$, $V_G = 20$ м/с. Красные линии соответствуют границам бинаризованного и морфологически замкнутого ПЛИФ-изображения, $y(x)$. Зеленым показаны отобранные линии, соответствующие поверхности пленки, $Y(x)$.

С целью проверки надежности алгоритма, были построены вспомогательные изображения, на которых найденные границы были наложены на сырые ПЛИФ-изображения. Примеры таких изображений для различных режимов течения показаны на рис. 2.20. Красным показаны границы до применения алгоритма фильтрации линий, зеленым - линии, выбранные в результате применения алгоритма. На основе визуального анализа большого количества изображений в широком диапазоне режимных параметров было сделано заключение о хорошем соответствии видимой границы ярко освещенных областей пленки найденным линиям $Y(x)$. В режимах течения с гладкой поверхностью пленки (см., напр., рис. 2.20а), алгоритм эффективно удаляет структуры, напоминающие опрокидывающиеся волны. Такие структуры не

соответствуют физическим объектам, поскольку в данном диапазоне режимов присутствуют лишь волны с гладкой поверхностью и малыми углами наклона. В случае шероховатой поверхности пленок (рис. 2.20b) алгоритм эффективно отсекает границы ложных изображений, а также большую часть границ пузырьков, захваченных пленкой жидкости.

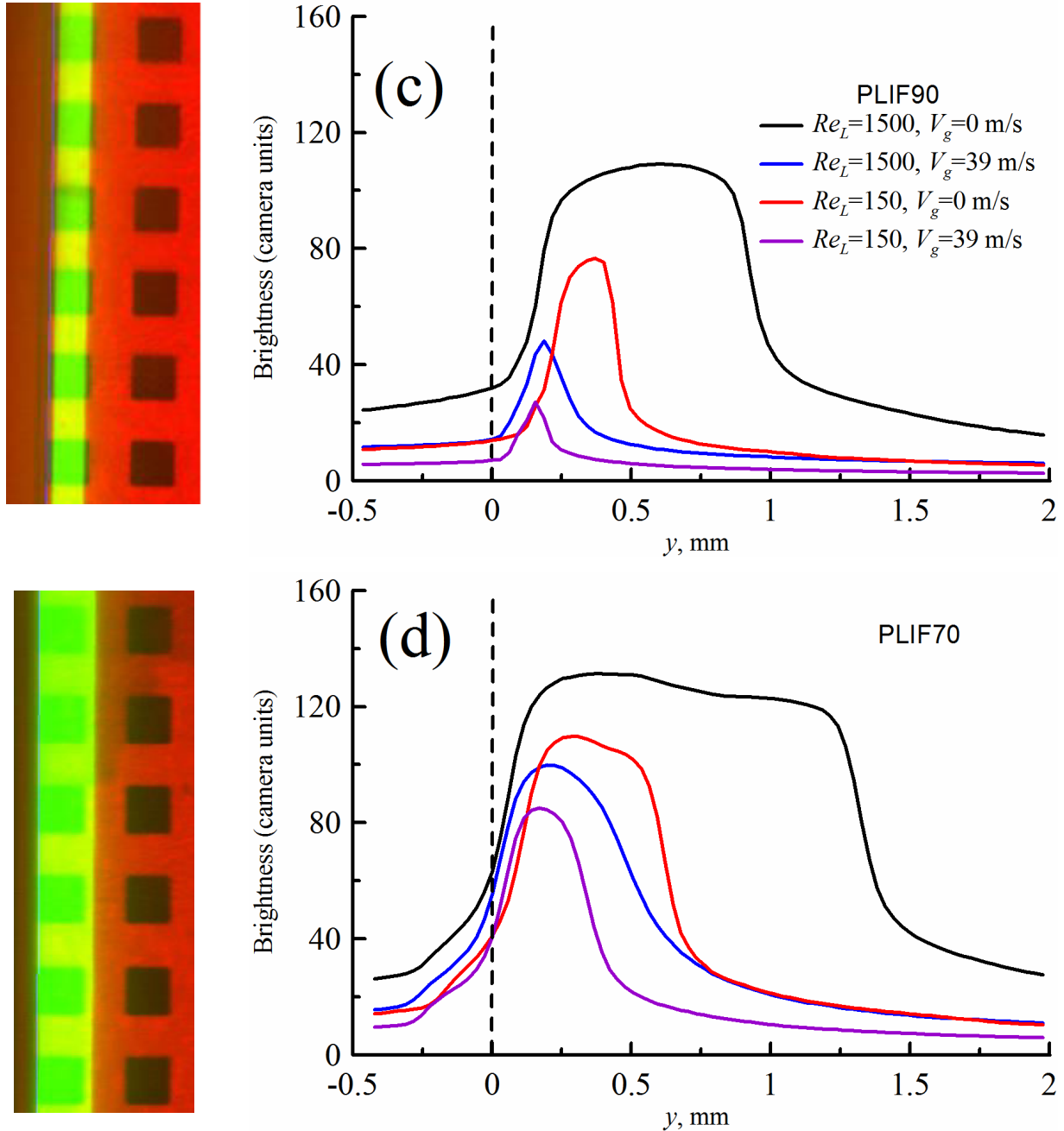


Рис. 2.21. (а, б) Изображение калибровочной мишени с наложенной медианной во времени яркостью ПЛИФ-изображения. $Re_L=1350$, $V_G=0$. (с, d) Профили медианной во времени яркости, осредненные по продольной координате. Пунктирной линией показано положение стенки. ПЛИФ90 (а, с) и ПЛИФ70 (б, d).

Значительные ошибки в определении толщины пленки были обнаружены в случаях, когда яркость изображения пленки была очень мала (сравнима с яркостью фона). В этих случаях

алгоритм сильно завышает толщину пленки. Для конфигурации ПЛИФ70 такая ситуация наблюдалась лишь в тех редких случаях, когда пузырек газа занимал всю толщину пленки (между стенкой и межфазной границей пленки). Для конфигурации ПЛИФ90 такая ситуация наблюдалась очень часто в случае малых толщин пленки. Причиной этого является существенное снижение яркости ПЛИФ-изображения для конфигурации ПЛИФ90 вблизи стенки. Такое снижение продемонстрировано на рисунке 2.21(а), на котором показано изображение калибровочной мишени (оттенки красного), наложенное на медианную по времени яркость ПЛИФ-изображения в каждой точке пространства (оттенки зеленого). Предполагаемое положение стенки показано синей линией. Для конфигурации ПЛИФ70 такого снижения не наблюдается (рис. 2.21b). Профили яркости, показанные на рисунках 2.21(c-d) получены осреднением медианной во времени яркости ПЛИФ-изображения по всем точкам пространства, расположенных на одинаковом расстоянии от стенки.

Такое расхождение можно было бы объяснить случайным смещением ПЛИФ-камеры в промежутке времени между калибровкой и измерениями в конфигурации ПЛИФ90. Однако это означало бы наличие участков с нулевой толщиной пленки, т.е., сухих пятен, на стенках канала. Хотя подобные сухие пятна действительно упоминаются в экспериментах Zadrazil et al. (2014), проведенных при помощи метода ПЛИФ90, никаких сухих пятен не наблюдалось ни в ЛИФ-данных, ни в данных ПЛИФ70. Более того, образование сухих пятен в адиабатическом кольцевом течении в литературе не упоминается. Хотя природа темной зоны вблизи стенки при использовании ПЛИФ90 до конца не ясна, будет логично предположить, что в экспериментах Zadrazil et al. (2014) имела место та же проблема. Для того, чтобы при последующем анализе избежать ошибок, вызванных этим фактором, был определен нижний порог яркости ПЛИФ-изображения на основе частоты наблюдения сильного завышения отношения $h_p/h_{ВВ}$. Комбинации $\{t, x\}$ с максимальной яркостью ниже этого порога не учитывались в последующем анализе. Предполагалось, что толщина пленки в таких точках ниже 150 мкм, но ее истинное значение неизвестно. Здесь величина $h_{ВВ}$ означает толщину пленки, измеренную ЛИФ-методом, поскольку в ряде англоязычных публикаций ЛИФ-метод обозначался как BBLIF (Brightness-Based Laser-Induced Fluorescence).

Волновые режимы

Карта волновых режимов опускного кольцевого газожидкостного течения была впервые составлена в работе Webb & Hewitt (1975). Были определены четыре основных волновых режима: “рябь” (“ripples”), “двухволновой режим” (“dual-wave”), “толстая рябь” (“thick ripples”) и “регулярные волны возмущения” (“regular disturbance waves”). В диапазоне режимных параметров, доступном в данном исследовании, основное внимание целесообразно уделить

переходу от двухволнового режима к режиму регулярных волн возмущения. Webb & Hewitt (1975) определяли этот переход по форме спектра временной записи толщины пленки: в двухволновом режиме в спектре различались два пика на разных частотах, а при переходе к режиму волн возмущения низкочастотный пик исчезал. В работе Alekseenko et al. (2015b), переход определялся на основе качественного изучения пространственно-временных записей толщины пленки: при скоростях газа ниже переходных поверхность пленки была гладкой без существенных градиентов толщины пленки, в то время как при более высоких скоростях газа наблюдались уединенные волны возмущения, характеризующиеся высокой амплитудой, разделенные участками тонкого остаточного слоя.

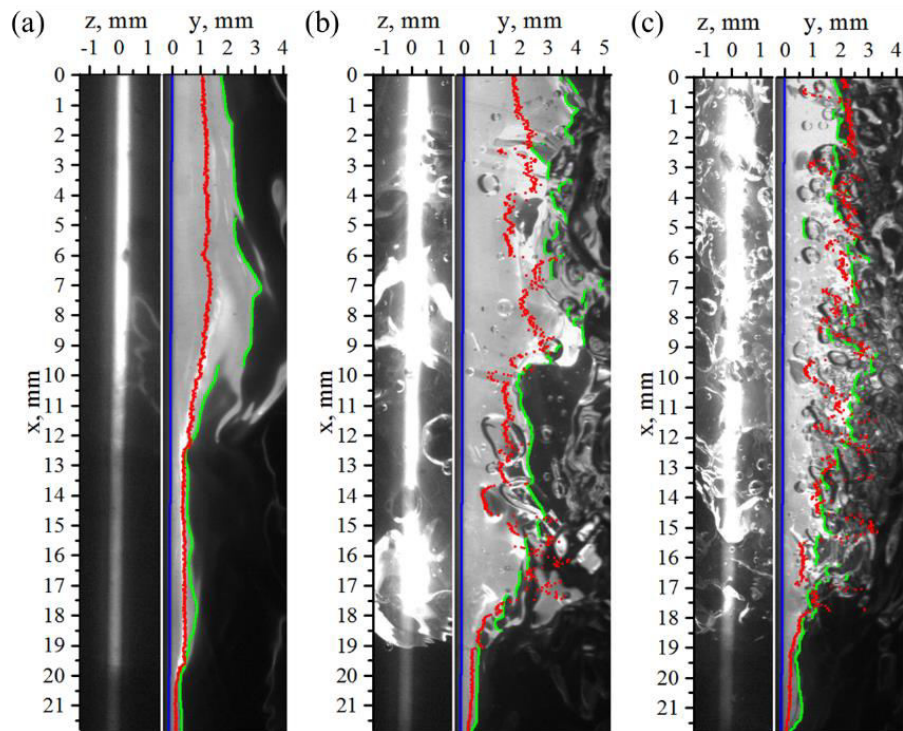


Рис. 2.22: Исходные ЛИФ- и ПЛИФ70-изображения крупных волн при $Re_L = 290$ и (a) $V_G = 16$ м/с, (b) $V_G = 20$ м/с, и (c) $V_G = 24$ м/с. Синей линией показано положение стенки, зеленой - граница поверхности пленки по результатам ПЛИФ-измерений, красным - граница по результатам ЛИФ-измерений.

В данных экспериментах оба подхода неприменимы из-за низкой частоты опроса. Поэтому различие между волновыми режимами проводилось на основе качественного визуального анализа изображений поверхности пленки на сырых ЛИФ- и ПЛИФ-изображениях (подобный подход применялся в работе Zadrazil et al. 2014). Как выяснилось, основным критерием, позволяющим идентифицировать переход, является степень гладкости/шероховатости поверхности пленки. Частным следствием высокой шероховатости пленки является массовый захват пузырьков газа пленкой жидкости, что наиболее сильно проявляется в волнах большой

амплитуды. Это различие продемонстрировано на рисунке 2.22. На каждом подрисунке слева показано исходное ЛИФ-изображение, справа - исходное ПЛИФ-изображение в конфигурации ПЛИФ70. На ПЛИФ-изображения наложены результаты измерений локальной толщины пленки (красным показаны ЛИФ-измерения, зеленым - ПЛИФ-измерения). Данные приведены для одного значения $Re_L = 290$ для трех значений скорости газа: $V_G = 16, 20$ и 24 м/с.

Различие между тремя представленными случаями очевидно. При $V_G=16$ м/с пузырьки в пленке отсутствуют, а поверхность пленки гладкая (наличие яркой линии в толще пленки на ПЛИФ-изображении и расхождение между ЛИФ- и ПЛИФ-данными будет рассмотрено ниже). При $V_G=20$ м/с в пленке встречаются отдельные крупные пузырьки, а на поверхности присутствуют элементы шероховатости, вызывающие отдельные "выбросы" в ЛИФ-данных. При $V_G=24$ м/с количество пузырьков резко возрастает одновременно с уменьшением размеров пузырьков. Количество элементов шероховатости возрастает, сокращается их характерный продольный размер. Естественно, переход в общем случае более "размыт", чем это можно было бы представить на основе рисунка 2.22. Так, можно встретить более шероховатые волны в записи при $V_G=16$ м/с и менее шероховатые при $V_G=20$ м/с.

Результаты визуальной идентификации режимных границ представлены на рис. 2.23(а). На этом рисунке сетка режимов в настоящих экспериментах наложена на режимные границы, предложенные в работе Webb & Hewitt (1975). Закрашенные кружки соответствуют режимам с шероховатой пленкой, а пустые - режимам с гладкой пленкой. Наполовину закрашенные кружки соответствуют переходным режимам, где сосуществуют гладкие и шероховатые волны. Данная режимная карта качественно соответствует карте, представленной Webb & Hewitt (1975). Однако, режимная граница между "двухволновым" режимом и режимом "регулярных волн возмущения" сдвигается в сторону меньших скоростей газа и расходов жидкости. Так, например, в области $Re_L=150$ и $V_G \geq 28$ м/с определенно присутствуют волны возмущения, а не только волны ряби, как можно было бы ожидать из карты Webb & Hewitt (1975). Расхождение может быть объяснено различными критериями, используемыми для определения режимных границ. Кроме того, может иметь значение меньший диаметр канала в данных экспериментах (32,4 мм против 38,2 мм у Webb & Hewitt, 1975). В поддержку этого соображения свидетельствует наблюдение о том, что переход в трубе диаметром 15 мм (Alekseenko et al. 2015b, граница обозначена красной линией на Рис. 2.23а) происходит при еще меньших скоростях газа и расходах жидкости. Следует отметить, что размерная среднерасходная скорость газа лучше обобщает данные по переходу, нежели число Рейнольдса для газовой фазы (использовавшееся, например, в работе Zadrazil et al., 2014), при сравнении течений в трубах разного диаметра.

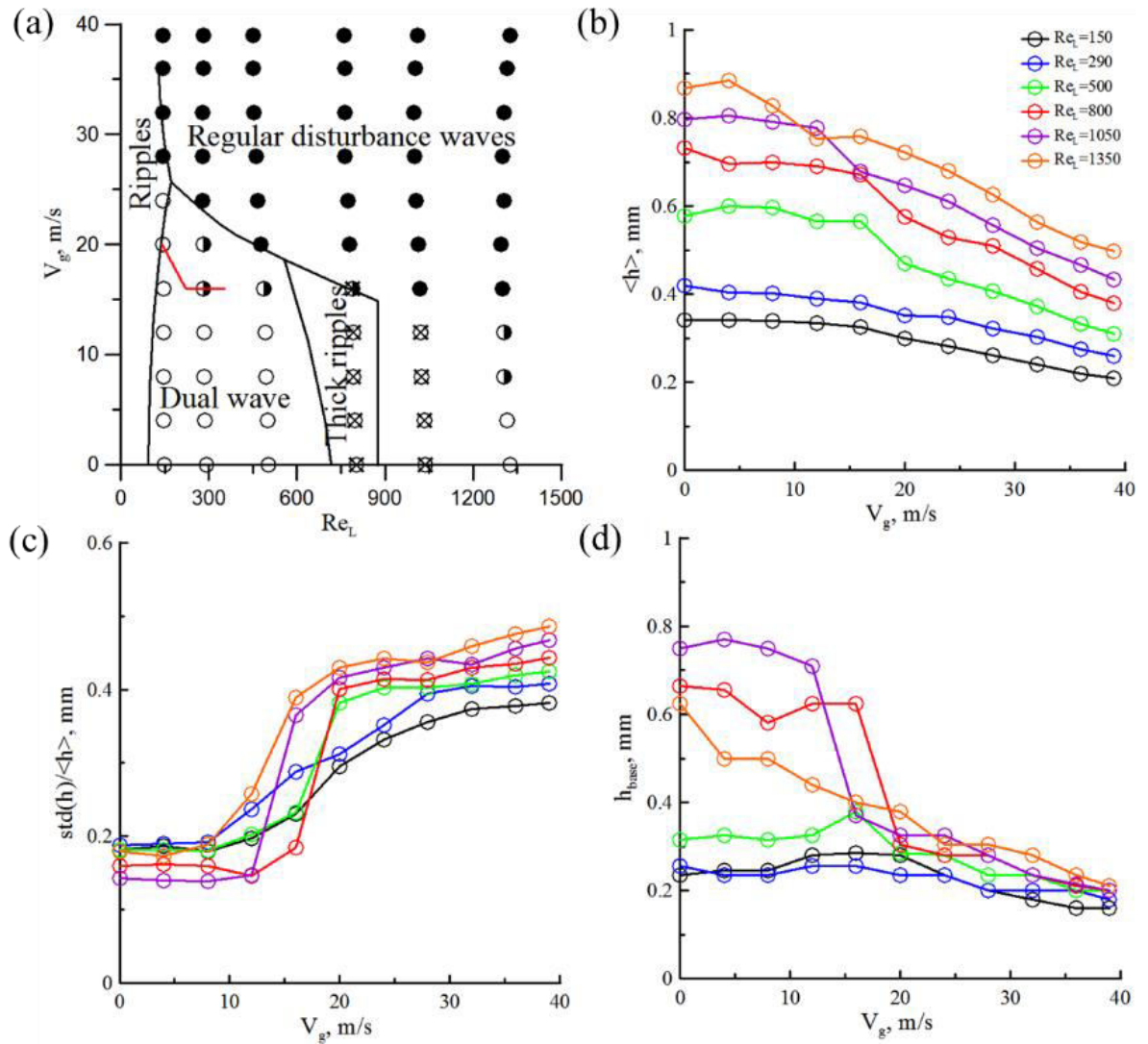


Рис. 2.23: (a) Карта волновых режимов. На карте обозначены режимы с шероховатой пленкой (закрашенные кружки), режимы с гладкой пленкой (пустые кружки), переходные режимы (полузакрашенные кружки), режим "толстой ряби" (косые крестики). Сплошные черные линии соответствуют режимным границам, предложенным Webb & Hewitt (1975), красная линия - переход согласно данным Alekseenko et al. (2015) в трубе диаметром 15 мм. (b) Средняя толщина пленки; (c) Шероховатость пленки; (d) Наиболее вероятная толщина пленки.

В отличие от результатов Webb & Hewitt, в данной режимной карте отсутствует вертикальный участок границы от $V_g=0$ до $V_g=15$ м/с при $Re_L \approx 900$; граница, наблюдаемая при меньших числах Рейнольдса, на нашей карте может быть плавно продолжена с постепенным понижением наклона к оси абсцисс при повышении Re_L . Кроме того, необходимо отметить, что определение двухволнового режима, данное Webb & Hewitt (1975), а именно, сосуществование двух типов волн, на самом деле работает лишь для переходных режимов, обозначенных полужакрашенными символами. Режимы с низкими скоростями газа, помеченные пустыми

кружками, не отличаются от режимов гравитационного стекания пленки в отсутствие потока газа. Переход между волновыми режимами, скорее всего, связан с различными вкладами касательного напряжения трения со стороны газа, τ_s , и воздействия силы тяжести на пленку жидкости, $\rho g \langle h \rangle$ (где $\langle h \rangle$ - средняя толщина пленки жидкости), при каждом конкретном волновом режиме. На рисунках 2.23(b-d) показано, как изменяются интегральные характеристики записей толщины пленки в зависимости от расходов жидкости и газа, и как эти изменения связаны со сменой волновых режимов. Эти данные получены при помощи ЛИФ-метода. Средняя толщина пленки (рис. 2.23b) поначалу слабо снижается с повышением скорости газа. По достижении определенной скорости газа снижение заметно усиливается. Таким образом, жидкая пленка практически не чувствительна к воздействию со стороны газа при малых скоростях газа при $\tau_s \leq \rho g \langle h \rangle$, но заметно утоньшается при $\tau_s > \rho g \langle h \rangle$. Граница между областями с разным наклоном $\langle h \rangle (V_G)$ примерно соответствует переходу между волновыми режимами. Впрочем, при малых расходах жидкости быстрое утоньшение пленки жидкости начинается несколько раньше появления шероховатых волн.

На рис. 2.23(c) показана временная вариация толщины пленки в форме отношения стандартного отклонения мгновенного профиля толщины пленки к среднему значению толщины по этому профилю, осредненное по всем мгновенным профилям, полученным в данной режимной точке. Такое отношение может рассматриваться как способ количественно охарактеризовать относительную шероховатость поверхности пленки. Шероховатость характеризуется низкими и примерно постоянными значениями при низких скоростях газа и испытывает резкий рост в области смены волновых режимов. Как и в случае средней толщины пленки, при низких Re_L рост шероховатости начинается раньше режимного перехода. Можно сказать, что переход происходит при достижении уровня шероховатости 0,3. При малых скоростях газа шероховатость примерно одинакова для $Re_L=150-500$ и 1350; для $Re_L=800-1050$ шероховатость ниже, благодаря большей толщине пленки и меньшей амплитуде волн. Такое описание имеет сходство с режимом "толстой ряби", выделенном в работах Webb & Hewitt (1975) и Zadrazil et al. (2014). Распределения толщины пленки жидкости в таких режимах практически симметричны, и наиболее вероятное значение толщины пленки мало отличается от средней толщины пленки. То есть, волны в режиме "толстой ряби" характеризуются формой, близкой к синусоидальной, а также малой амплитудой. Этот режим в настоящих экспериментах наблюдается при несколько больших числах Рейнольдса жидкости (помечены крестами на рис. 2.23a), чем в экспериментах Webb & Hewitt (1975). В остальных режимах наиболее вероятное значение толщины пленки (см. Рис. 2.23d) примерно в два раза меньше средней толщины пленки, и характеризует толщину остаточного слоя жидкости между крупными волнами.

Подводя итоги, следует выделить два основных волновых режима в данной области расходов фаз: это режим с гладкой поверхностью пленки и режим с шероховатой поверхностью пленки. Первый характерен для пленок жидкости, стекающих под действием силы тяжести в отсутствие газового потока или при малых среднерасходных скоростях газа. Сюда же можно отнести режим "толстой ряби". Второй режим связан с появлением волн возмущения, а также сопутствующего срыва капель и захвата пузырьков газа пленкой жидкости. Следует уточнить, что остаточный слой жидкости между волнами возмущения также может рассматриваться как гладкая пленка, несмотря на присутствие отдельных пузырьков газа и кратковременные возмущения поверхности вследствие ударов осаждающихся капель.

Эффект зеркала при ПЛИФ-измерениях

На рис. 2.24 показан пример сравнения ЛИФ- и ПЛИФ-измерений толщины пленки жидкости для гравитационно стекающих пленок жидкости при $Re_L = 290$ в отсутствие газового потока. Сравнение дано в той же форме, что и на рис. 2.22. Можно наблюдать очевидное расхождение между ЛИФ- и ПЛИФ-измерениями: поверхность пленки жидкости, определенная методом ЛИФ, в основном оказывается в толще ПЛИФ-изображения пленки. Другими словами, толщина пленки, измеренная методом ЛИФ, $h_{ВВ}$, значительно ниже толщины пленки, измеренной методом ПЛИФ, h_p . Это верно для обеих конфигураций метода ПЛИФ, причем для ПЛИФ70 расхождение с ЛИФ-методом выражено сильнее. В случае ПЛИФ90 на участке, соответствующем фронту волны, наблюдается обратная ситуация: ЛИФ-профиль поверхности пленки оказывается "в воздухе", фронт волны появляется в ЛИФ-данных раньше, чем в ПЛИФ-профиле. Расхождения такого рода на фронтах волн наблюдаются не всегда, но сравнительно часто.

При детальном осмотре ПЛИФ-изображений видно, что внутри освещенной области присутствует яркая линия. Подобные линии можно наблюдать и в более ранних ПЛИФ-данных, полученных в работе Zadrazil et al. (2014), см. Рис. 2(а) и 3(а) в этой статье. Положение этой линии хорошо соответствует профилю поверхности пленки, полученному ЛИФ-методом. Последнее свидетельствует в пользу предположения, что яркая линия соответствует истинному положению межфазной поверхности. Существуют и иные подтверждения такой интерпретации яркой линии. Во-первых, изображения захваченных пленкой пузырьков газа часто сопровождаются наличием отражения пузырьков относительно яркой линии. Во-вторых, в ПЛИФ-изображениях присутствуют темные наклонные линии, представляющие собой тени мелких (порядка величины пространственного разрешения) объектов на стенке канала. Такими объектами могут быть частицы грязи или очень мелкие пузырьки на внешней стенке трубы, а также неоднородности материала трубы. Их наклон соответствует наклону лазерного ножа.

Когда тени проходят через яркую линию, они меняют наклон на противоположный. Следует также отметить, что яркая линия не демонстрирует "опрокидывающихся" структур, которые можно наблюдать в ПЛИФ-профилях толщины пленки. Это подтверждает, что такие структуры не соответствуют реальной форме поверхности пленки. Скорее всего, их появление связано с трехмерной формой поверхности, которая будет рассмотрена подробнее ниже.

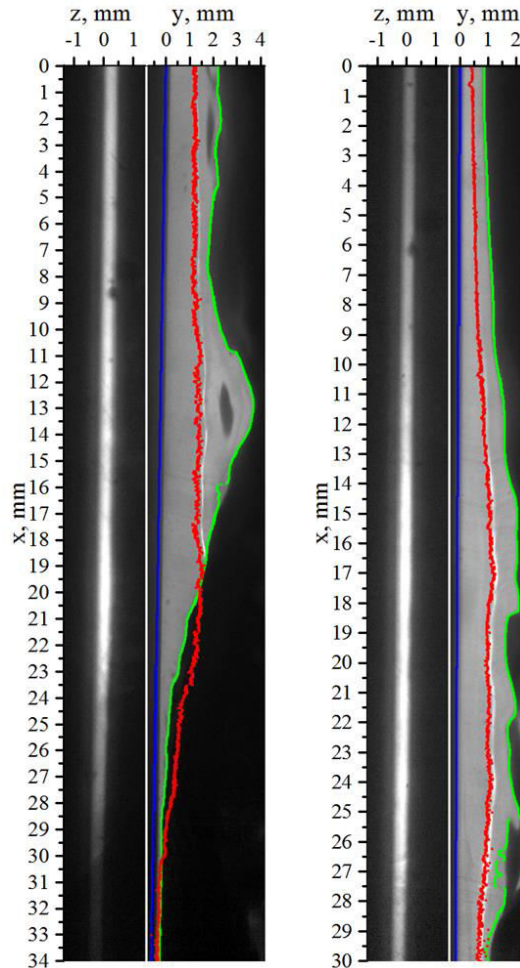


Рис. 2.24: Сравнение ЛИФ- и ПЛИФ-данных на гладких пленках при $Re_L = 290$ и $V_G = 0$. (а) ПЛИФ90, (б) ПЛИФ70.

Ярко освещенный участок ПЛИФ-изображения над яркой линией, скорее всего, появляется благодаря эффекту зеркала, предсказанному в работе Häber et al. (2015). Переизлученный продольным сечением пленки жидкости флуоресцентный свет распространяется по всем направлениям. Часть его попадает на матрицу ПЛИФ-камеры напрямую (см. лучи 1-3 на рис. 2.25а), создавая истинное изображение профиля засвеченного лазерным ножом сечения пленки. Другая часть лучей (лучи в интервале между 3 и 5) попадает на матрицу камеры, отражаясь от межфазной поверхности между освещенным сечением и камерой. Поскольку угол падения достаточно велик, происходит полное внутреннее отражение падающего света, и отраженные лучи попадают на матрицу камеры без существенного снижения яркости, создавая ложное

изображение профиля пленки. Ложное изображение вплотную прилегает к истинному и является его искаженным зеркальным отражением. При этом яркость ложного изображения близка к яркости истинного (см. рис. 2.25b), и практическое определение истинной толщины пленки представляется невозможным.

Согласно расчетам Häber et al., толщина пленки жидкости, измеренная методом ПЛИФ в традиционной конфигурации ПЛИФ90, будет выше истинной толщины на 29%. Расчет произведен для безволновой пленки в трубе с внутренним диаметром 24 мм в диапазоне толщин пленки 0,3-1,5 мм.

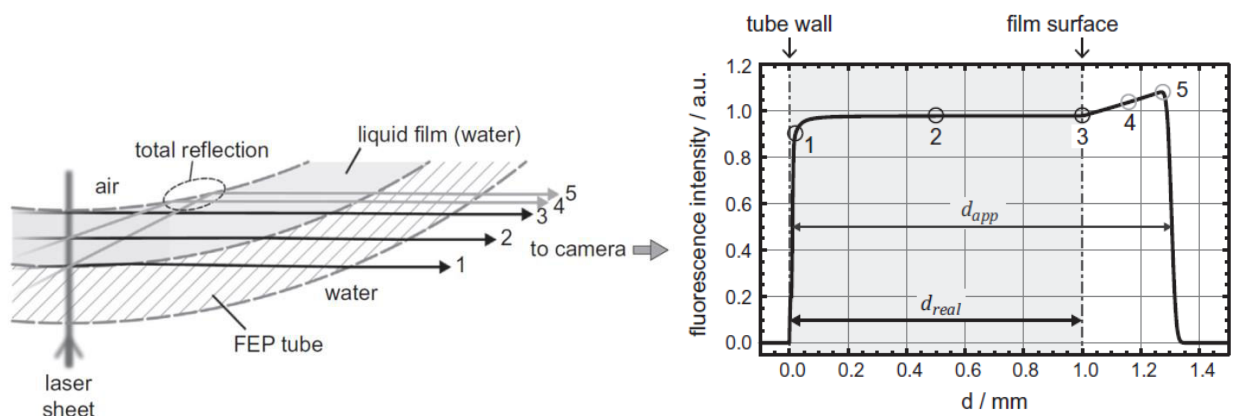


Рис. 2.25. Эффект зеркала при ПЛИФ-измерениях в трубах, рисунки из статьи Häber et al. (2015). (a) Ход прямых (1-3) и отраженных (3-5) лучей, попадающих в ПЛИФ-камеру. (b) Расчетный профиль яркости ПЛИФ-изображения вдоль расстояния от стенки. d_{real} и d_{app} - истинная и мнимая толщины пленки, соответственно.

Главным отличием профилей, наблюдаемых экспериментально, от расчетов Häber et al. (см. рис. 2.25b), является возможное наличие особенностей вблизи истинной межфазной границы. В ее окрестности может наблюдаться как локальный максимум яркости флюоресценции (рис. 2.26a), так и локальный минимум (рис. 2.26b). В значительном количестве случаев ярко выраженных особенностей не наблюдается (рис. 2.26c), поэтому использовать такие особенности для определения истинного положения межфазной границы в ПЛИФ-данных проблематично. Появление ярких или темных линий может быть связано с локальным поперечным наклоном или кривизной межфазной поверхности.

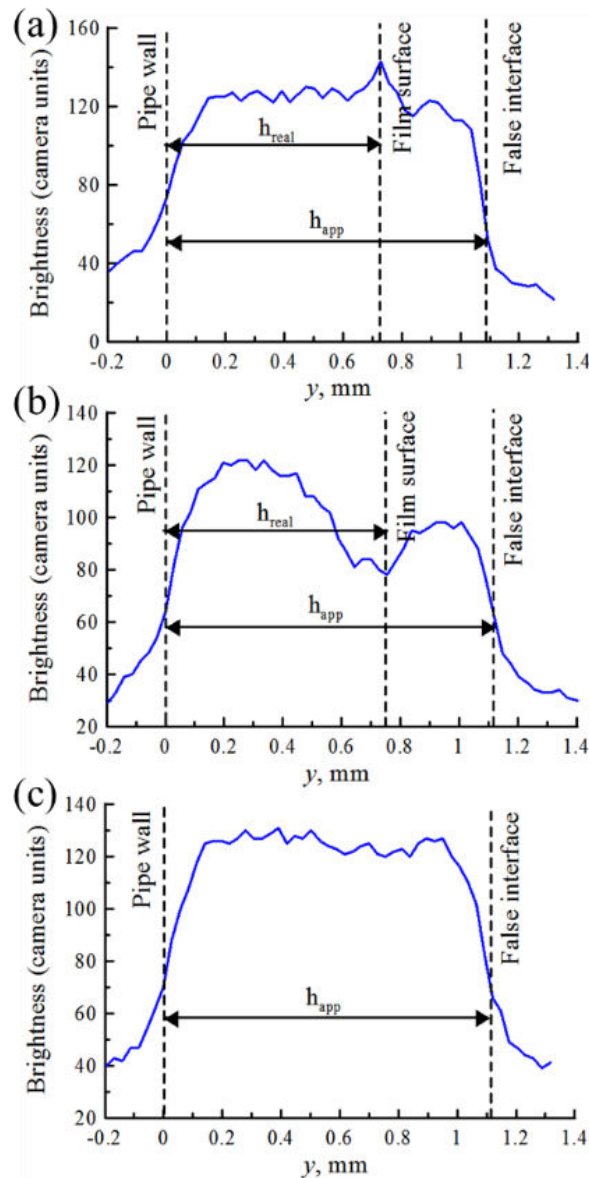


Рис. 2.26: Примеры профилей яркости флуоресценции на исходных изображениях, полученных методом ПЛИФ70 для гладких пленок, с указанием положения истинной и ложной межфазных поверхностей. Истинная поверхность может выглядеть как локальный максимум (a) или минимум (b) яркости флуоресценции, либо быть вовсе неразличимой (c).

В конфигурации ПЛИФ70 эффект зеркала сильнее, чем в случае ПЛИФ90. Для более полного исследования эффекта угла между лазерным ножом и ПЛИФ-камерой, было проведено упрощенное моделирование хода лучей для безволновой пленки, подобное моделированию, выполненному в работе Häber et al. (2015). Геометрия модельной системы представлена на рис. 2.27 для конфигураций ПЛИФ90 (рис. 2.27a) и ПЛИФ70 (рис. 2.27b). Луч, формирующий верхнюю границу ложного изображения пленки, испускается в точке А, прилегающей к внутренней стенке канала, и отражается в точке В, под прямым углом к плоскости матрицы

камеры. Для ПЛИФ90 поперечный размер ПЛИФ-изображения профиля пленки, равный $h + d$, определяется из системы уравнений:

$$\beta = \alpha + \gamma; \beta + \alpha = \frac{\pi}{2}; c = \sqrt{d(2(R - h) - d)}; \operatorname{tg}(\alpha) = \frac{c}{R - h - d}; \operatorname{tg}(\gamma) = \frac{c}{h + d} \quad (2.34)$$

Здесь, R - внутренний радиус трубы, h - истинная толщина безволновой пленки, α и γ соответствуют углам АОВ и ОАВ, соответственно, β - угол падения и отражения. Наконец, c представляет собой расстояние от точки В до линии ОА и d соответствует расстоянию вдоль оси ОА от межфазной поверхности до пересечения с линией c . Для ПЛИФ90 d совпадает с размером ложного изображения пленки.

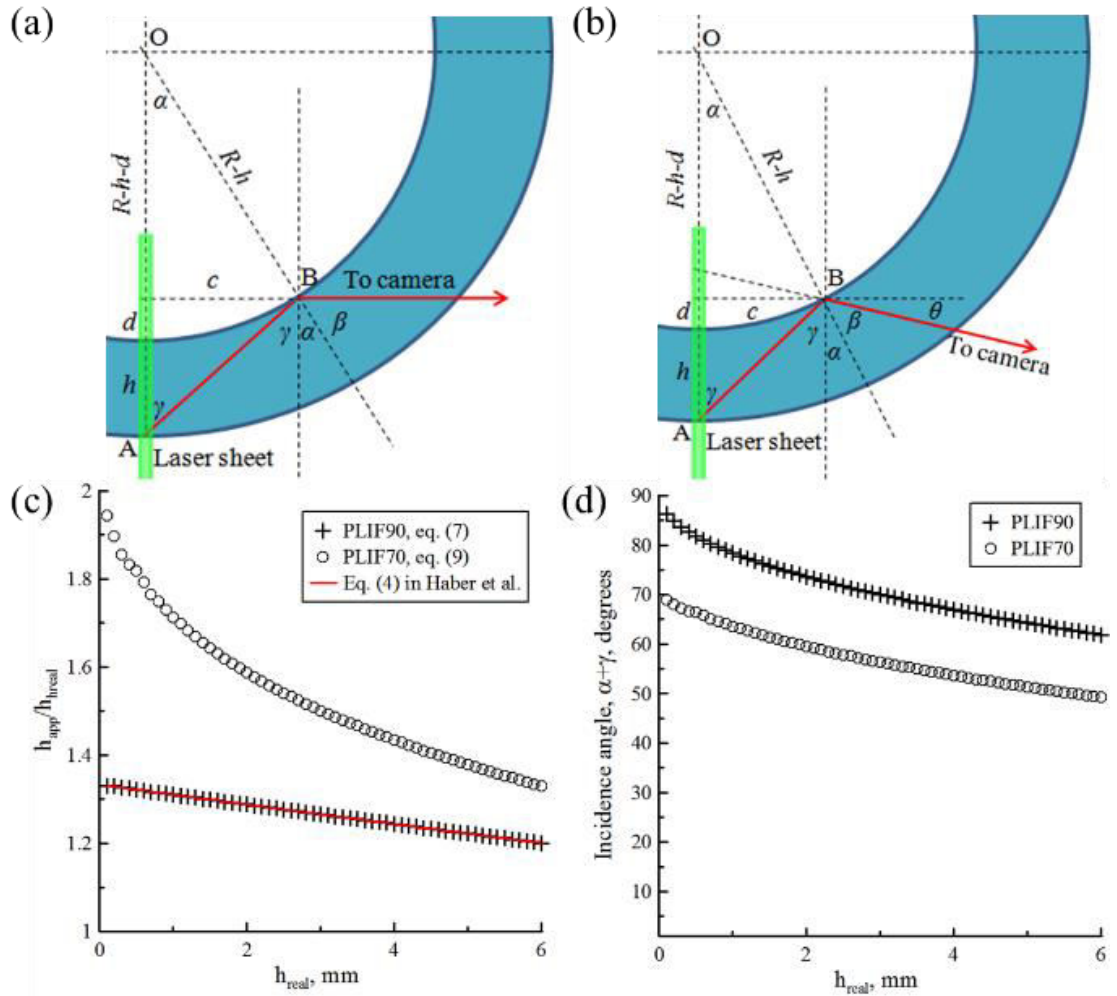


Рис. 2.27: Геометрия хода лучей, создающих ложное изображение профиля пленки для ПЛИФ90 (а) и ПЛИФ под углом $(90-\theta)$ (б). (с) Завышение толщины пленки методом ПЛИФ в зависимости от толщины пленки для ПЛИФ70 и ПЛИФ90. (д) Угол падения, β , для ПЛИФ90 и PLIF70 в зависимости от толщины пленки.

Система (2.34) может быть легко сведена к уравнению на d , которое решается численно, позволяя определить зависимость d от истинной толщины пленки, h :

$$\arctg\left(\frac{\sqrt{d(2(R-h)-d)}}{R-h-d}\right) = \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2}\arctg\left(\frac{\sqrt{d(2(R-h)-d)}}{h+d}\right) \quad (2.35)$$

Завышение толщины пленки определяется как:

$$\frac{h_{app}}{h} = \frac{h+d}{h} \quad (2.36)$$

Зависимость этой величины от h представлена на рис. 2.27(с). Для ПЛИФ90 эта зависимость полностью совпадает с аналитической аппроксимацией решения задачи, представленной в работе Häber et al. (уравнение 4 в этой работе), которая показана красной линией.

В случае, когда ось ПЛИФ-камеры отклонена на угол θ от нормали к плоскости лазерного ножа (см. рис. 2.27b), система (2.34) принимает вид:

$$\beta = \alpha + \gamma; \beta + \alpha + \theta = \frac{\pi}{2}; c = \sqrt{d(2(R-h)-d)}; tg(\alpha) = \frac{c}{R-h-d}; tg(\gamma) = \frac{c}{h+d} \quad (2.37)$$

Уравнение (2.35) принимает вид:

$$\arctg\left(\frac{\sqrt{d(2(R-h)-d)}}{R-h-d}\right) = \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2}\arctg\left(\frac{\sqrt{d(2(R-h)-d)}}{h+d}\right) - \frac{\theta}{2} \quad (2.38)$$

В этом случае завышение толщины пленки определяется как:

$$\frac{h_{app}}{h} = \frac{h+d+\sqrt{d(2(R-h)-d)}\tan(\theta)}{h}. \quad (2.39)$$

Для конфигурации ПЛИФ70 ($\theta=20^\circ$), зависимость этой величины от толщины пленки показана кругами на рис. 2.27(с). Завышение толщины пленки действительно выше, чем в случае ПЛИФ90. На рис. 2.27(d) показана зависимость угла падения / отражения, β , от толщины пленки. Для обеих конфигураций этот угол всегда больше угла полного внутреннего отражения. При дальнейшем повышении угла θ угол β будет продолжать уменьшаться и в определенный момент станет меньше угла полного внутреннего отражения. Таким образом, при достаточно больших значениях угла θ возможно значительное снижение яркости ложного изображения, что облегчит определение истинного положения поверхности. В экспериментах Charogiannis et al. (2015) угол θ составлял $52-56^\circ$ (см. Рис. 1(с) в этой работе); ложное изображение толщины профиля пленки в этих данных было примерно такого же размера, как и истинное, но сильно отличалось по яркости флюоресценции (см. Рис. 2(a) в этой работе). С другой стороны, эксперименты Charogiannis et al. проводились на плоской пластине; при проведении экспериментов в трубах устранение эффекта зеркала при больших θ не гарантировано.

Эффект трехмерности волн при ПЛИФ-измерениях

Как было отмечено выше, в некоторых случаях ПЛИФ-метод занижает значения толщины пленки по сравнению с ЛИФ-измерениями. Как правило, это происходит в конфигурации

ПЛИФ90 на передних склонах волн. Этот эффект предположительно связан с локальным поперечным наклоном поверхности пленки, возникающему вследствие наличия трехмерных волн. Концепция проиллюстрирована на рис. 2.28(a). Если между освещенным лазером сечением пленки и ПЛИФ-камерой присутствует наклонная межфазная поверхность, на матрицу камеры будут попадать лишь лучи, испускаемые частью сечения между стенкой и лучом (2). Лучи (1), испускаемые частью освещенного сечения выше луча (2), будут либо преломляться межфазной поверхностью, если угол падения мал, т.е., локальный поперечный наклон поверхности пленки велик, либо полностью отражаться от межфазной поверхности, если поперечный наклон мал. В любом случае, эти лучи не будут попадать на матрицу камеры. Трехмерная форма фронтов волн типична даже для свободно стекающих пленок жидкости вдали от входа в канал, см., напр., работу Kharlamov et al. (2015), Рис. 2. При высоких расходах жидкости и газа степень трехмерности волн возрастает.

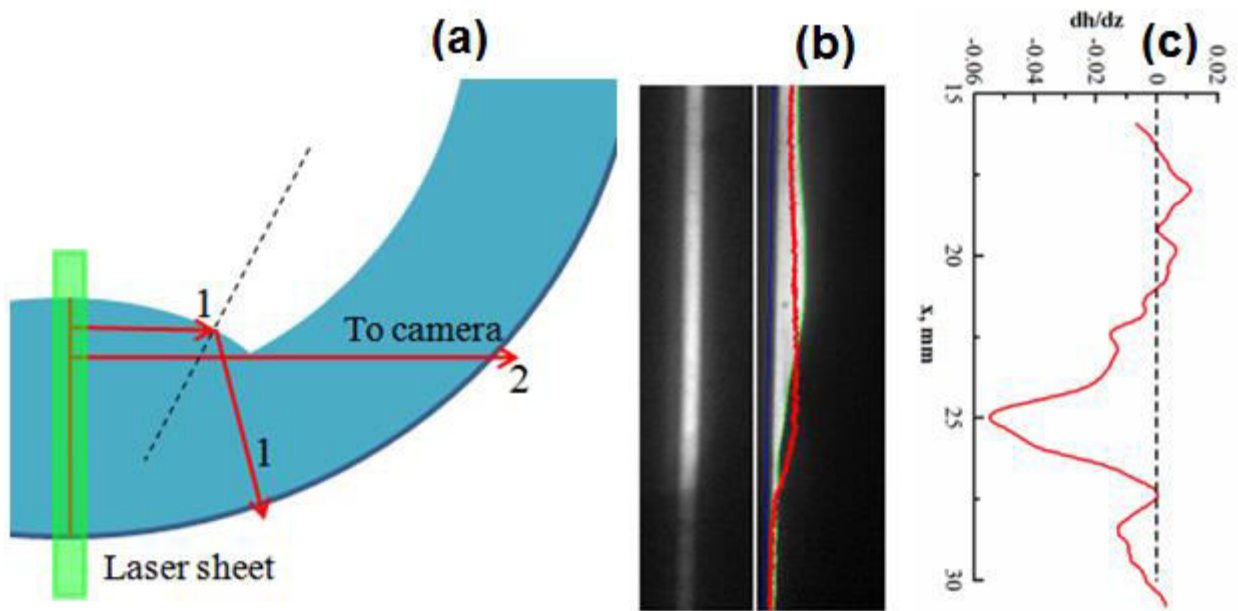


Рис. 2.28. (a) Пояснение занижения толщины пленки методом ПЛИФ вследствие поперечного наклона поверхности пленки. (b) Сравнение ЛИФ- и ПЛИФ-измерений профиля волны при $Re_L=150$, $V_G=8$ м/с. (c) Оценка локального поперечного наклона поверхности на основе ЛИФ-данных.

Для проверки такого объяснения была произведена оценка поперечного наклона поверхности пленки на основе ЛИФ-данных. Хотя эксперименты проводятся лишь в одном продольном сечении канала, приближенное восстановление формы поверхности пленки вдоль азимутальной координаты возможно благодаря поперечному рассеянию света лазера оптическим футляром, стенкой канала и пленкой жидкости, в результате которого лазер

освещает не только продольное сечение, но и всю пленку жидкости. Локальная освещенность вне лазерного ножа значительно (как минимум, на порядок) ниже освещенности в ноже. По этой причине измерения толщины пленки вне ножа намного чувствительнее к шуму камеры; тем не менее, возможна грубая оценка поперечного наклона как первого коэффициента в линейной аппроксимации сглаженного поперечного профиля, $h(y)$, по длине дуги 2,66 мм (что соответствует отклонению примерно в $\pm 5^\circ$). Такой анализ был выполнен лишь для режимов с гладкой пленкой, поскольку наличие пузырьков воздуха и крутых наклонов поверхности вносит дополнительные ошибки в измерения.

На рис. 2.28(b) показан пример сравнения ЛИФ- и ПЛИФ-профилей толщины пленки с занижением толщины пленки методом ПЛИФ90 на переднем склоне волны. На рисунке 2.28(c) показано соответствующее изменение локального поперечного наклона, dh/dy , вдоль продольной координаты, x . В области переднего склона эта величина испытывает сильный минимум (отрицательный наклон соответствует понижению толщины пленки в сторону камеры, как показано на рис. 2.28a). Ожидается, что ПЛИФ70 менее подвержен такому виду искажений, поскольку поперечный наклон поверхности пленки в области гладких пленок редко достигает больших значений. Тем не менее, для шероховатых пленок этот эффект будет проявляться и в конфигурации ПЛИФ70.

Крутые склоны и пузырьки газа в ЛИФ- и ПЛИФ-измерениях

Оптические искажения ЛИФ-метода под участками межфазной поверхности с крутыми склонами подробно рассматривались в секции 2.3. Одновременное применение ЛИФ- и ПЛИФ-методик позволяет привести наглядное подтверждение приведенной ранее интерпретации локализованных пиков в ЛИФ-данных. Такой анализ удобнее проводить в области сравнительно гладких пленок в переходной области, где высокие наклоны передних склонов волн встречаются, однако относительно редки и не накладываются на прочие источники искажений (таких, как захваченные пленкой пузырьки воздуха). Примеры таких склонов с искажениями ЛИФ-данных приведены на рис. 2.29.

На этих рисунках видно, что локализованные пики толщины пленки действительно возникают на крутых передних склонах волн. Такие склоны редки в режимах течения с гладкими пленками, а также на поверхности остаточного слоя жидкости между волнами возмущения в режимах с шероховатой пленкой. На исходных трехмерных ЛИФ-изображениях видно, что яркие области ориентированы поперек потока, вдоль фронтов трехмерных волн. Эти области создают короткие пики в продольных ЛИФ-профилях толщины пленки. Реальный профиль поверхности пленки в этой области, скорее всего, соответствует положению яркой линии, различимой в исходных ПЛИФ-данных. Надо заметить, что вблизи крутого фронта

волны практически отсутствует ложная часть ПЛИФ-изображения пленки; уравнение (2.39) в этой области не работает.

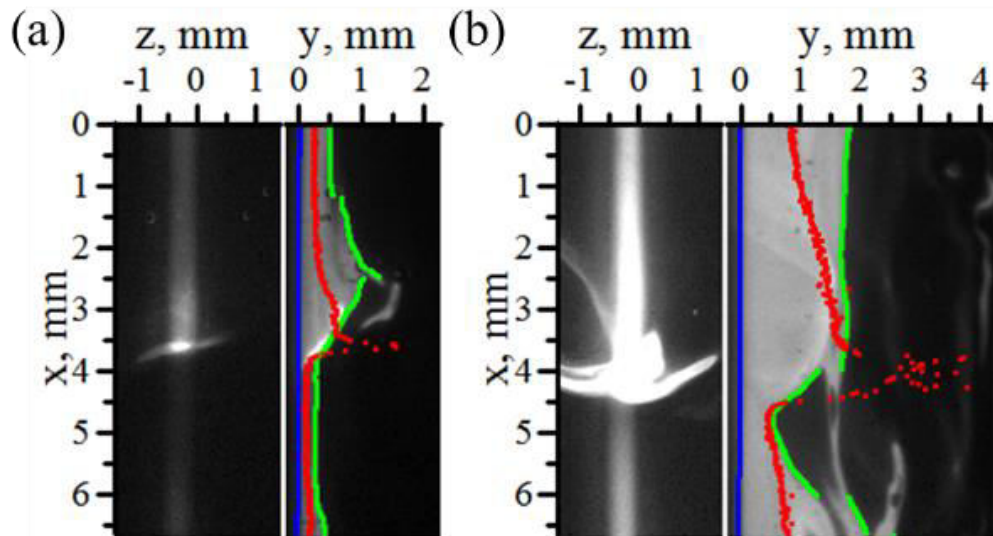


Рис. 2.29. Примеры искажений в ЛИФ-измерениях на крутых передних склонах волн в виде сравнения с исходными ПЛИФ-изображениями (a) $Re_L = 150$ и $V_G = 32$ м/с (b) $Re_L = 290$, $V_G = 20$ м/с. Обозначения те же, что и на рисунках 2.22, 2.24, 2.28. Конфигурация ПЛИФ70.

Также в данном представлении удобно проанализировать вид пузырьков в ЛИФ- и ПЛИФ-данных, надежность идентификации пузырьков двумя методами и влияние пузырьков на измерения локальной толщины пленки. Пузырьки, находящиеся в плоскости лазерного ножа, выглядят в ЛИФ-данных так, как это было описано ранее в секции 2.3 (см. красные точки в правой части рис. 2.30а вокруг пузырьков, помеченных цифрой 3), а именно, как провал в толщине пленки с высокими пиками на краях пузырька. Верхний из двух пузырьков, помеченных цифрой (3), расположен точно на центральной линии лазерного ножа. При этом форма зависимости $h_{ВВ}(x)$ в его центральной части практически точно повторяет контур пузырька в исходном ПЛИФ-изображении. Судя по изображению, слой жидкости, отделяющий верхнюю границу пузырька от поверхности пленки, весьма тонок. Следовательно, ЛИФ-метод позволяет достаточно точно оценить не только размеры пузырька в плоскости x - y , но и суммарную толщину остаточной пленки под пузырьком и над ним. Центр нижнего из пузырьков, помеченных цифрой (3), смещен относительно центрального сечения, и в ЛИФ-данных видна лишь малая его часть. По этой причине его реальный размер и глубина провала в ЛИФ-данных занижены. Если бы в центральном сечении оказалась граница пузырька, он выглядел бы в ЛИФ-данных как локализованный пик без провала. Таким образом, использование двумерной конфигурации вносит существенные качественные и количественные

искажения в процесс обнаружения и измерения пузырьков. Для систематического исследования захваченных пленкой пузырьков газа необходима трехмерная конфигурация ЛИФ-метода.

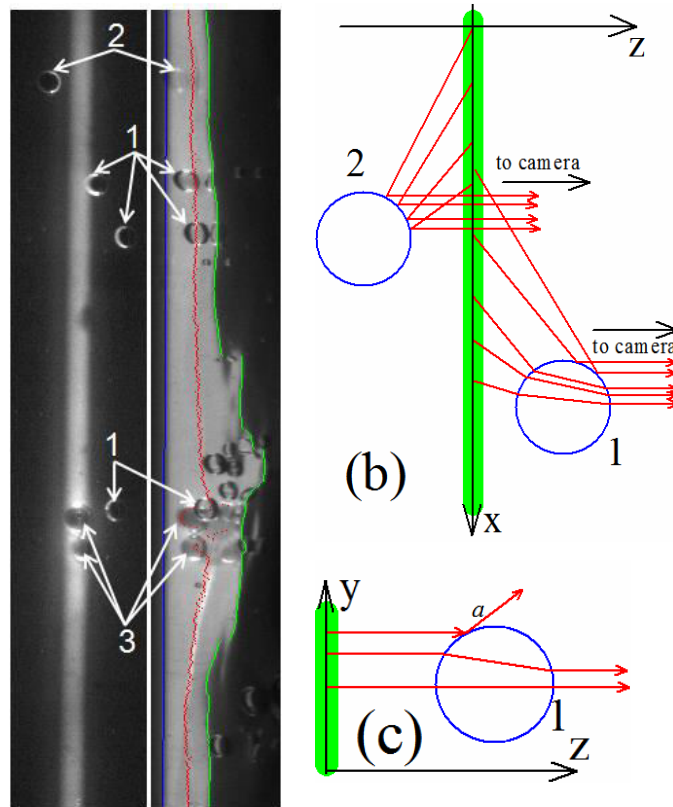


Рис. 2.30. (a) Исходные ЛИФ- и ПЛИФ-изображения участка пленки с захваченными пузырьками для $Re_L = 290$ и $V_G = 20$ м/с. Числами обозначены пузырьки, расположенные (1) между лазерным ножом и ПЛИФ-камерой; (2) за лазерным ножом; (3) в плоскости лазерного ножа. Рисунки (b) и (c) поясняют вид пузырьков в ПЛИФ-изображениях в плоскости x - z (b) и y - z (c).

Сравнение исходных ЛИФ- и ПЛИФ-изображений показывает, что в ПЛИФ-изображениях засвеченного сечения пленки присутствует гораздо большее количество пузырьков, чем реальное количество пузырьков, расположенных в плоскости лазерного ножа. Так, например, пузырьки, помеченные цифрой (1), на самом деле находятся перед плоскостью ножа (т.е., ближе к ПЛИФ-камере), а пузырек, помеченный цифрой (2) - наоборот, за плоскостью ножа. Также в ПЛИФ-изображении можно различить упоминавшиеся ранее отражения пузырьков от истинной поверхности пленки жидкости. Таким образом, логично предположить, что количество пузырьков при измерениях ПЛИФ-методом (Zadrazil et al. 2014) значительно завышено. Тем не менее, в принципе ПЛИФ-метод может использоваться для исследования пузырьков при условии, что будет проведен дополнительный анализ распределения локальной яркости внутри изображения каждого пузырька. Так, пузырьки, расположенные в плоскости

ножа (3), создают выраженный провал в локальной яркости флюоресценции. Пузырьки вне плоскости ножа видимы благодаря тому, что флюоресцентный свет, испускаемый засвеченным объемом жидкости, распространяется во всех направлениях. Источником света в данном случае является длинная полоса, размер которой вдоль координаты x намного превышает размеры пузырька. Пузырьки за плоскостью ножа видимы благодаря отражению флюоресцентного света от их поверхности (см. пузырек 2 на рис. 2.30b). Яркость центральной части изображения таких пузырьков примерно равна яркости ПЛИФ-изображения пленки, поскольку коэффициент отражения при малых углах падения невелик. Однако края таких пузырьков в направлении x светятся заметно ярче, поскольку в них собирается и отражается свет от протяженных участков источника флюоресценции. Пузырьки перед плоскостью ножа видны благодаря проходящему сквозь них флюоресцентному свечению, а также свечению, отраженному от ближней к камере границы таких пузырьков (см. пузырек 1 на рис. 2.30b). Отражение происходит лишь на краях пузырька в направлении x , делая их ярче. Проходящий свет создает пятно эллиптической формы в центре изображения пузырька; вдоль верхней и нижней границ изображения формируются темные зоны. Это происходит вследствие полного внутреннего отражения проходящего света в этих областях, см. луч a на рис. 2.30(c). Яркое пятно растянуто вдоль x -координаты, поскольку свет от удаленных частей источника попадает в пузырек под меньшими углами. При введении дополнительной сортировки изображений пузырьков по описанным выше критериям ПЛИФ метод может использоваться для исследования пузырьков. Кроме того, необходима фильтрация отражений пузырьков от истинной границы пленки. Наличие пузырьков может влиять на ПЛИФ-измерения локальной толщины пленки в случае, если пузырек заслоняет поверхность. В случае наличия большого количества пузырьков такой эффект может приводить к значительному занижению локальной толщины пленки.

Сравнение ЛИФ- и ПЛИФ-методов в режимах с шероховатой пленкой

На участках с шероховатой пленкой (т.е., главным образом, на поверхности волн возмущения) можно ожидать появления всех перечисленных выше источников искажений: завышения толщины пленки ПЛИФ-методом из-за эффекта зеркала, занижения ПЛИФ-методом из-за трехмерности волн, завышения ЛИФ-методом из-за крутых склонов поверхности, а также эффектов, связанных с присутствием большого количества пузырьков, воздействующих на оба метода.

Крутые наклоны межфазной поверхности, приводящие к искажениям в ЛИФ-измерениях, встречаются главным образом под передними склонами волн быстрой ряби на поверхности волн возмущения (подробнее см. главу 4). Фронты этих волн имеют подковообразную форму в плоскости x - z (рис. 4.42), и области повышенной яркости располагаются по всей ширине фронта

таких "подков". Таким образом, нефизические пики в локальной толщине пленки могут встречаться не только в центральной части фронта волны быстрой ряби, но и на краях таких волн, где участок фронта может быть ориентирован почти вдоль потока. В таких случаях нефизические пики толщины пленки в двумерных ЛИФ-данных могут быть достаточно протяженными вдоль x -координаты. Крутые наклоны могут также возникать при формировании жидких сумок/лигаментов при срыве капель (см. 5.1), при ударах капель, осаждающихся на поверхность пленки из газового ядра (см. 5.2) и вокруг границ захваченных пленкой пузырьков. Количество пузырьков значительно возрастает внутри волн возмущения (см. 5.3). Волны быстрой ряби характеризуются малым поперечным размером (рис. 4.43), поэтому вероятность локального занижения толщины пленки методом ПЛИФ, в особенности для конфигурации ПЛИФ90, значительно возрастает.

На рисунке 2.31 приведены примеры сравнения ЛИФ- и ПЛИФ-измерений в режимах с шероховатой пленкой. В ЛИФ-данных в этих режимах присутствует множество узких пиков, связанных с наличием крутых склонов. Однако значения толщины пленки между пиками достаточно хорошо совпадают с данными измерений методом ПЛИФ70. Если эти пики будут удалены либо подавлены, будет наблюдаться хорошее соответствие между результатами ЛИФ- и ПЛИФ70-измерений на гребнях волн возмущения. Это означает, что эффект зеркала на поверхности волн возмущения подавлен. Наличие здесь большого числа коротких трехмерных волн с крутыми склонами (волн быстрой ряби), а также большого количества пузырьков, делает участок поверхности пленки между лазерным ножом и ПЛИФ-камерой шероховатым, и протяженное ложное изображение профиля пленки не формируется. При этом в области остаточного слоя между волнами возмущения и даже на редких гладких участках внутри волн возмущения расхождение между двумя методами по-прежнему наблюдается.

В то же время, ПЛИФ90 практически не демонстрирует согласия с ЛИФ-данными, существенно занижая толщину пленки. На примерах, приведенных на рисунке 2.31(с, d), очевидные волны возмущения на исходных ЛИФ-изображениях никак не отображаются в ПЛИФ-данных; толщина пленки, измеренная методом ПЛИФ, в данном случае скорее соответствует толщине остаточного слоя жидкости. Этот эффект, скорее всего, связан с трехмерностью волн быстрой ряби и волн возмущения, вершины которых становятся невидимы для ПЛИФ-камеры, а также блокированием истинного изображения продольного сечения пленки большим количеством пузырьков.

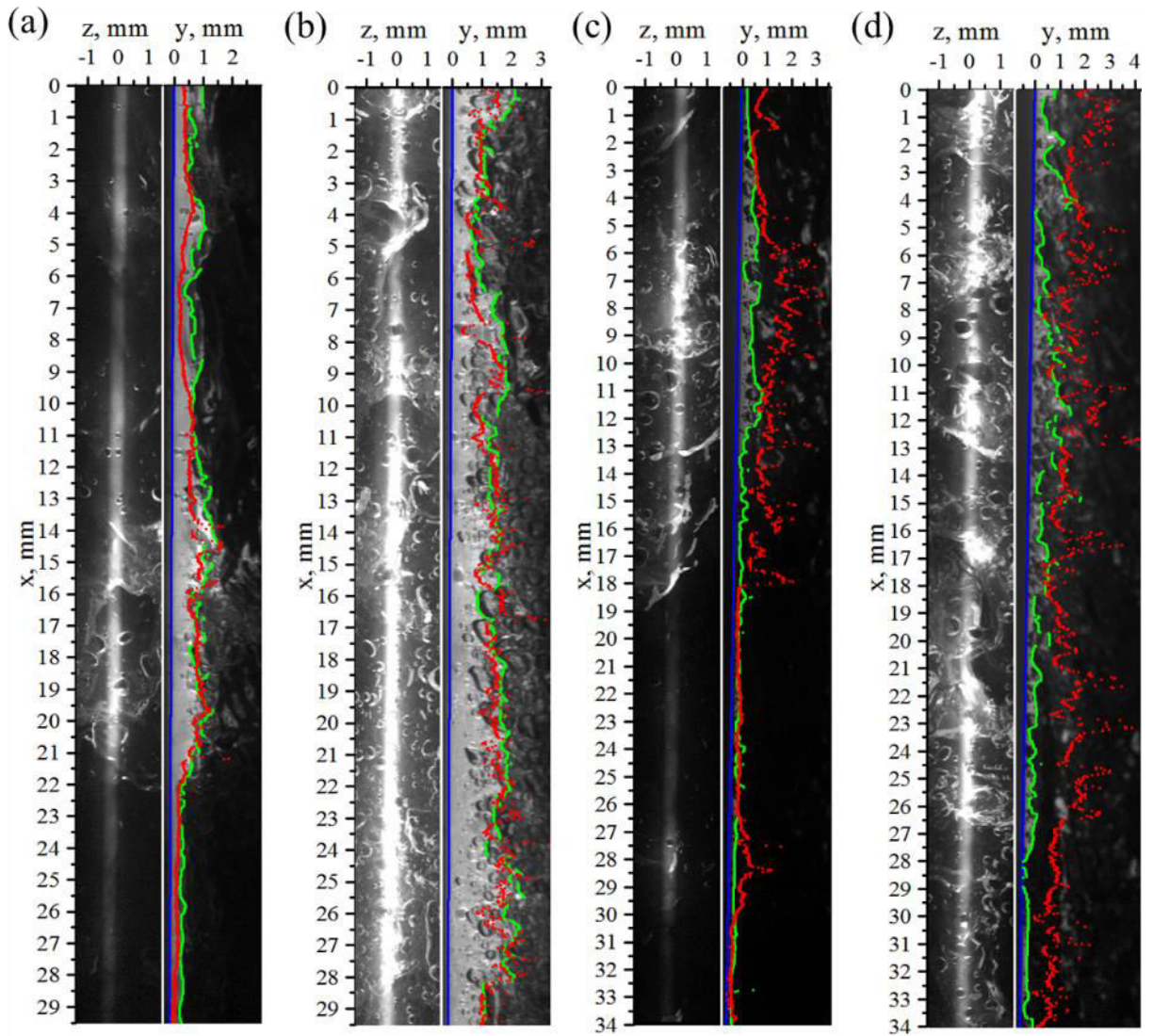


Рис. 2.31: Примеры ЛИФ- и ПЛИФ-измерений в режимах с шероховатыми пленками. Конфигурация ПЛИФ70 (а, б), ПЛИФ90 (с, д). (а), (с) $Re_L = 290$, $V_G = 36$ м/с; (б), (д) $Re_L = 1350$, $V_G = 24$ м/с. Обозначения те же, что и на аналогичных предшествующих рисунках.

Количественное сравнение методик: средняя толщина пленки

Прямое сравнение ЛИФ- и ПЛИФ-изображений и соответствующий анализ расхождений в результатах позволило углубить понимание слабых и сильных сторон каждого из методов. Следующим шагом является количественное сравнение результатов измерений разными методами по всей совокупности экспериментальных данных. Такое сравнение может проводиться как на уровне статистических моментов полученных распределений толщины пленки, так и посредством прямого сравнения результатов одновременно проводимых измерений для определения значимости каждого из источников ошибок измерений.

На рис. 2.32 представлены результаты измерений статистических моментов записей толщины пленки, полученных методами ЛИФ, ПЛИФ70 и ПЛИФ90. Для сравнения выбраны две

скорости газа: $V_G = 0$ (гладкая пленка) и $V_G = 24$ м/с (шероховатая пленка). На рис. 2.32(a) приведены значения средней толщины пленки, $\langle h \rangle$, по всей пространственно-временной записи, $h(x,t)$, в зависимости от числа Рейнольдса жидкости, Re_L . При $V_G = 0$, средняя толщина пленки, измеренная методом ЛИФ, соответствует расчету по формуле Нуссельта для $Re_L \leq 500$. Для больших чисел Рейнольдса экспериментальные данные лежат несколько выше расчетных. Такое поведение наблюдалось многими исследователями и обычно объясняется переходом от ламинарного течения к турбулентному (см., например, Mudawar & El-Masri 1986). ПЛИФ90 и ПЛИФ70 дают более высокие значения $\langle h \rangle$ для тех же самых условий. В частности, средняя толщина пленки, измеренная методом ПЛИФ90, примерно на 30% выше измеренной методом ЛИФ, в то время как для метода ПЛИФ70 завышение составляет 80 - 100% (см. рис. 2.32b). Отношение $h_P/h_{BВ}$ снижается с повышением Re_L (и, соответственно, толщины пленки жидкости), в соответствии с расчетами по уравнениям (2.34-2.39), ср. рис. 2.27(c). Таким образом, завышение средней толщины пленки методом ПЛИФ для гладких пленок связано с эффектом зеркала. Также следует отметить, что в случае высоких Re_L ожидается небольшое занижение средней толщины пленки при измерениях методом ЛИФ, вследствие ограничения выхода луча из области, освещенной лазерным ножом (см. раздел 2.3).

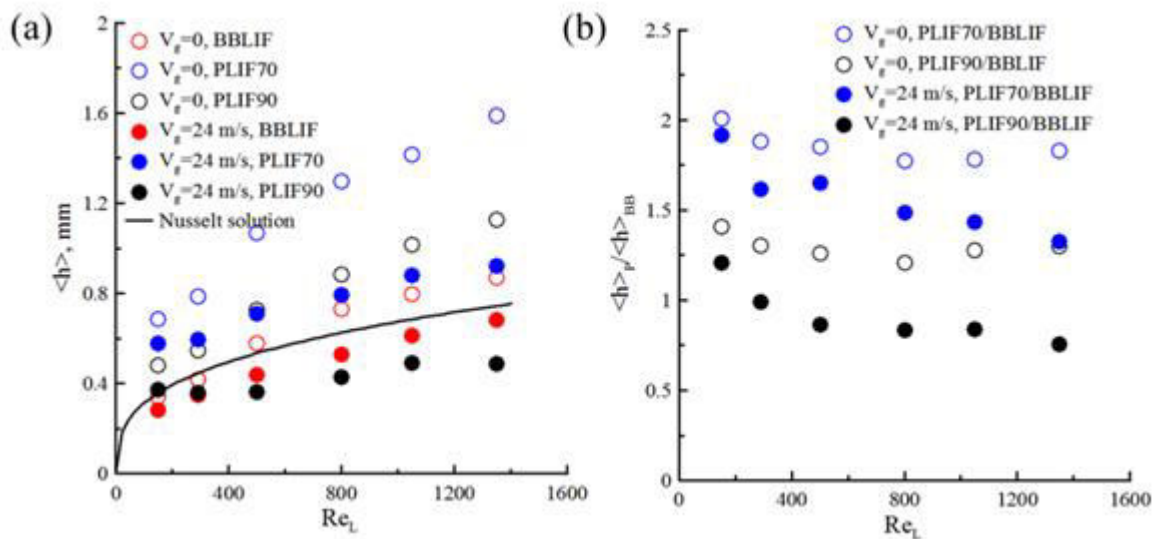


Рис. 2.32: Сравнение записей толщины пленки, полученных тремя оптическими методами (ЛИФ, ПЛИФ70 и ПЛИФ90), для течений со скоростью газа 0 и 24 м/с, по всему диапазону чисел Рейнольдса жидкости: (a) Средняя толщина пленки, (b) отношение средней толщины пленки, измеренной при помощи разных ПЛИФ-подходов к результатам измерений ЛИФ-методом.

Наличие высокоскоростного спутного потока газа приводит к понижению средней толщины пленки (см. закрашенные кружки на рис. 2.32a-b). В этом случае данные ПЛИФ90 лежат ниже

ЛИФ-данных, и расхождение усиливается с ростом Re_L . Для максимального Re_L ПЛИФ90 дает занижение на 25% по сравнению с ЛИФ-методом. ПЛИФ70 по-прежнему дает более высокие значения толщины пленки, чем ЛИФ-метод, однако расхождение снижается с ростом Re_L .

Распределения плотности вероятности

Данные по средним значениям и стандартному отклонению толщины пленки оставляют достаточное пространство для различных интерпретаций. Более информативное сравнение можно было бы провести сопоставлением формы распределений толщины пленки, полученных разными методами. Однако, поскольку измерения каждым из ПЛИФ-подходов проводились одновременно с ЛИФ-измерениями на одном и том же материале, возможно пропустить этот этап и провести прямое количественное попарное сравнение ЛИФ- и ПЛИФ-методов посредством построения двумерных распределений толщины пленки, $P(h_p, h_{BV})$, для одних и тех же расходов жидкости и газа. При построении таких распределений каждая из примерно миллиона комбинаций $\{t, x\}$ в пространственно-временных записях толщины пленки дает вклад в двумерный бин, характеризуемый координатами h_{BV} и h_p . Размер бина определялся пространственным разрешением ПЛИФ-метода в радиальном направлении: 30.6 мкм для ПЛИФ90 и 28 мкм для ПЛИФ70. На рисунках 2.33-34 такие распределения представлены в графической форме, в виде набора вложенных контуров, каждый из которых окружает некоторую долю от общего количества экспериментальных значений толщины пленки. Цветовая шкала, окрашивающая контур изнутри, обозначает долю значений, оставшихся вне контура. Для этой доли выбраны значения 1%, 2%, 5%, 10%, 20% и 50%. Соответственно, внутри самого крупного контура находится 99% экспериментально измеренных значений толщины пленки, а внутри самого малого - 50%.

На рисунке 2.33 представлены данные для комбинации ПЛИФ70-ЛИФ для числа Рейнольдса жидкости $Re_L = 290$ (а, с) и $Re_L = 1350$ (b, d), для скоростей газа $V_G = 0$ (а, b) и 24 м/с (с, d). Красной линией показана зависимость $h_p = h_{BV}$, которой следовало бы ожидать в случае идеального согласия двух методов. Черной линией показано соотношение между h_p и h_{BV} , в предположении, что h_{BV} соответствует истинному значению толщины пленки, а значение h_p завышено благодаря эффекту зеркала. Завышение рассчитано по формулам 2.38-2.39 для случая безволновой пленки. Для гладких пленок (в данном случае - для скорости газа $V_G = 0$ м/с, рисунки а-б) расчет хорошо описывает данные. Разброс значений относительно этой линии крайне мал для малого $Re_L = 290$. С увеличением Re_L разброс возрастает, однако данные все еще очень хорошо группируются вокруг ожидаемого соотношения. Таким образом, для гладких пленок завышение толщины пленки методом ПЛИФ70 действительно происходит благодаря эффекту зеркала. Более того, так как соотношение (2.39) предсказывает завышение

относительно истинной толщины пленки, можно ожидать, что метод ЛИФ измеряет толщину гладких пленок без существенных искажений. Для очень малой доли измеренных значений (несколько процентов для $Re_L=1350$ и полное отсутствие для $Re_L=290$) наблюдается отклонение от расчета в области больших толщин пленки, $h_{BB} > 1.8$ мм. Как уже было отмечено (п. 2.2), такое поведение связано с особенностью данной реализации метода, а именно, малой толщиной лазерного ножа и сравнительно большим углом между плоскостью ножа и осью ЛИФ-камеры.

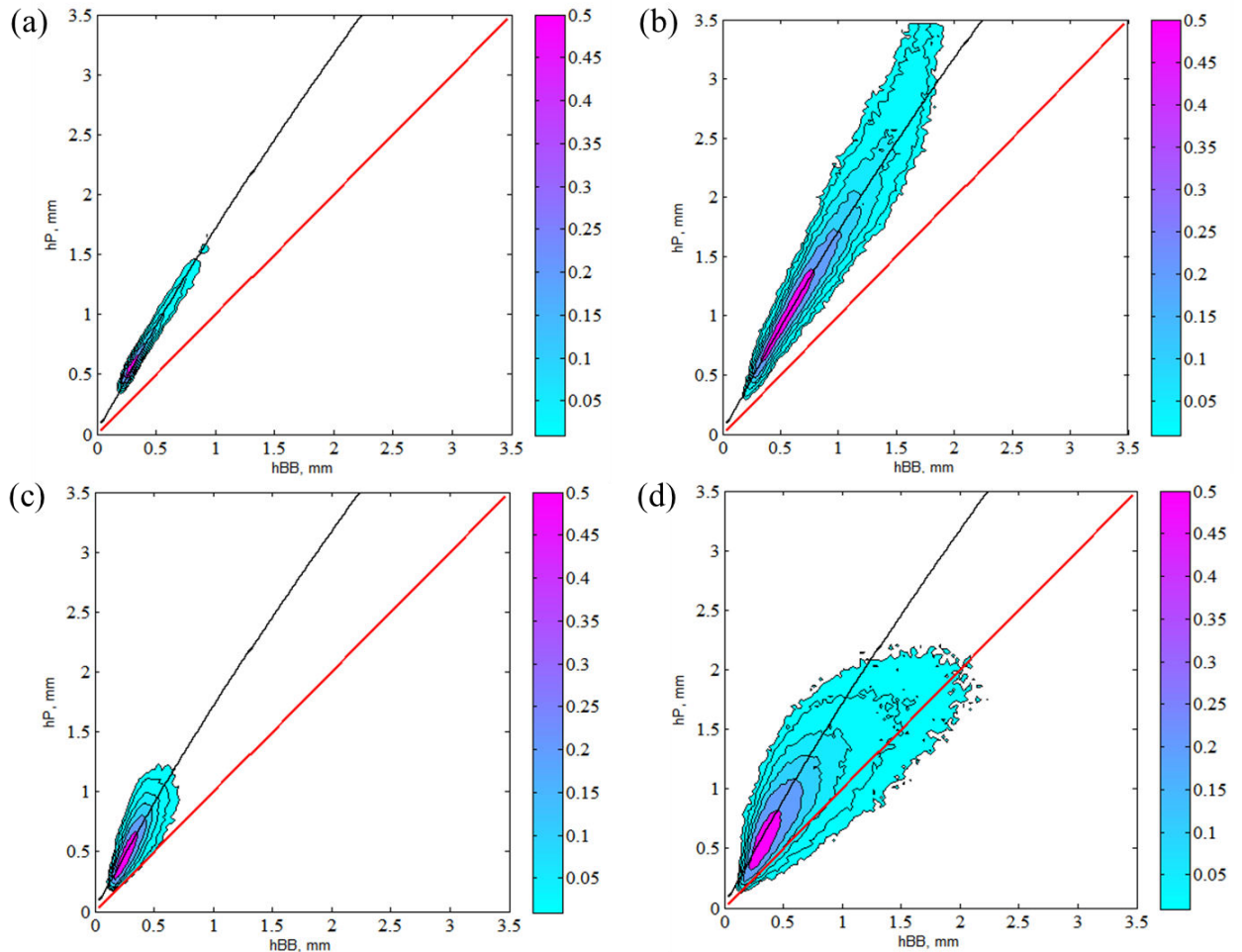


Рис. 2.33. Двумерные распределения ПЛИФ70- и ЛИФ-измерений локальной толщины пленки жидкости для $Re_L = 290$ (а, с) и $Re_L=1350$ (b, d), для скоростей газа $V_G = 0$ (а, b) и 24 м/с (с, d). Цвет соответствует доле экспериментально измеренных значений толщины пленки вне контура (1% для самого большого контура). Красная линия соответствует $h_P=h_{BB}$, черная - расчету по формуле (2.39).

До перехода к режимам с шероховатой пленкой форма распределений практически не меняется с увеличением скорости газа. После перехода (рис. 2.33 с, d) в распределениях появляются значения с заметно меньшим соотношением h_P/h_{BB} . Хотя большинство точек все еще группируются вокруг расчета, часть значений приближается к зависимости $h_P=h_{BB}$. Эта тенденция связана с появлением волн возмущения с шероховатой поверхностью, а также

захватом пузырьков газа пленкой жидкости. Как было показано выше, волны возмущения частично подавляют эффект зеркала, поэтому часть ПЛИФ70-значений смещается ближе к результатам ЛИФ-измерений. Возможны также локальные завышения истинной толщины пленки ЛИФ-методом на крутых склонах поверхности пленки и вокруг пузырьков газа, что приводит к размыванию распределений. Эта тенденция усиливается при дальнейшем повышении скорости газа.

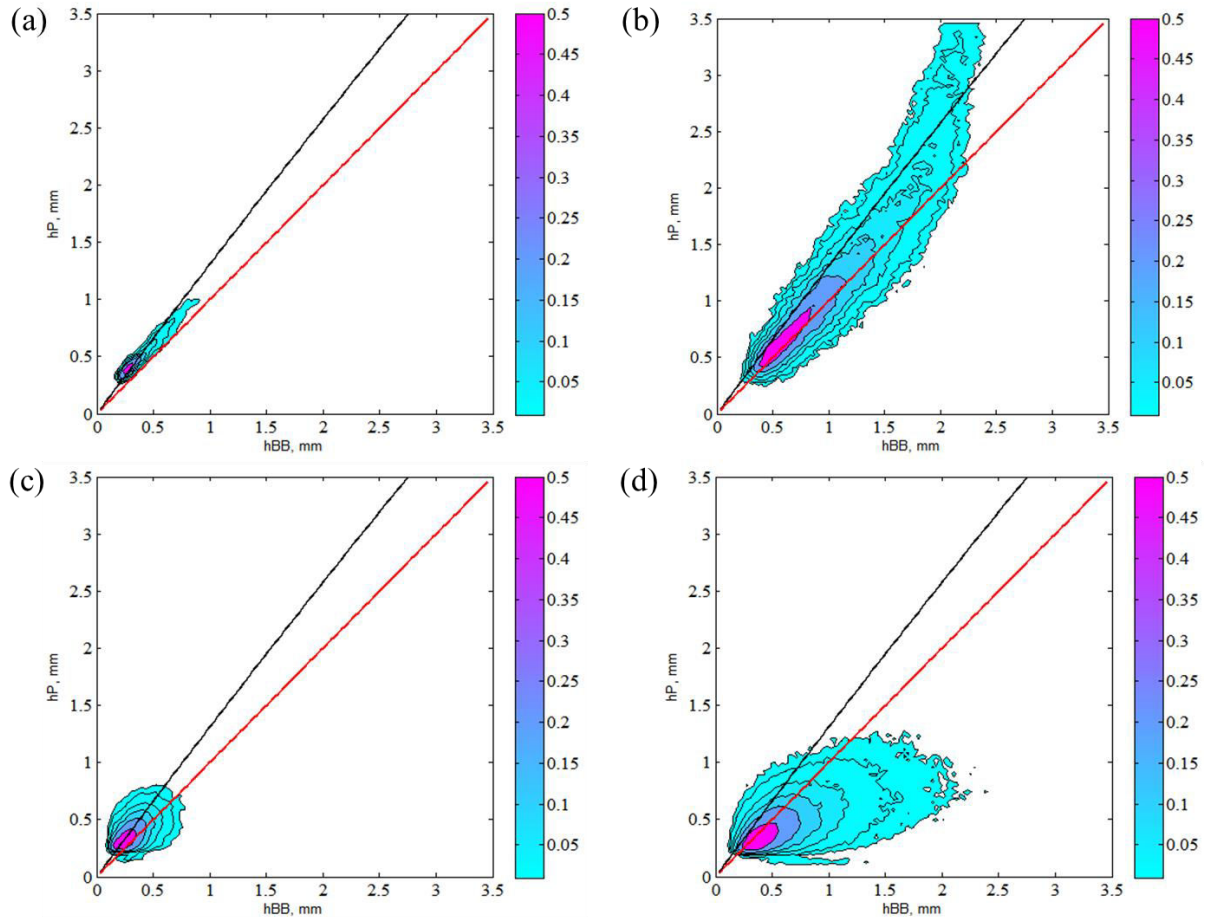


Рис. 2.34: Двумерные распределения ПЛИФ90- и ЛИФ-измерений локальной толщины пленки жидкости для $Re_L = 290$ (а, с) и $Re_L = 1350$ (b, d), для скоростей газа $V_G = 0$ (а, b) и 24 м/с (с, d). Цвет соответствует доле экспериментально измеренных значений толщины пленки вне контура (1% для самого большого контура). Красная линия соответствует $h_P = h_{BB}$, черная - расчету по формуле (2.36).

На рис. 2.34 представлены аналогичные сопоставления для комбинации ПЛИФ90-ЛИФ при тех же расходах жидкости и газа. Черная линия в данном случае соответствует расчету по формуле (2.35-2.36) для случая ПЛИФ90. Для гладких пленок большинство экспериментальных значений не демонстрирует строгого соответствия расчету; данные скорее располагаются между красной и черной линиями. Скорее всего, такое отклонение связано с возросшей ролью трехмерности волн, приводящей к локальному занижению толщины пленки методом ПЛИФ90.

С увеличением расходов газа и жидкости распределения смещаются в сторону меньших соотношений $h_p/h_{ВВ}$, а также возрастает разброс данных. Также, в отличие от случая ПЛИФ70, значительная доля данных смещается ниже линии $h_p=h_{ВВ}$, скорее всего, благодаря сочетанию эффекта трехмерности и подавления эффекта зеркала. В результате соответствие между ПЛИФ90- и ЛИФ-данными становится неоднозначным даже для гладких, и, тем более, для шероховатых пленок, по сравнению с комбинацией ПЛИФ70 и ЛИФ. Данные наблюдения согласуются с результатами качественного сравнения, представленными на рис. 2.31.

Методы корректировки ЛИФ- и ПЛИФ-данных для раздельного использования

Хотя соотношение $h_p/h_{ВВ}$ ближе к единице для конфигурации ПЛИФ90, для конфигурации ПЛИФ70 это соотношение является значительно более предсказуемым, как для гладких, так и для шероховатых пленок, поскольку ПЛИФ70 менее подвержен эффекту трехмерности волн. Таким образом, для самостоятельных ПЛИФ-измерений рекомендуется использовать именно ПЛИФ70, а не ПЛИФ90. При таком использовании метода необходима процедура коррекции первоначальных результатов с использованием результатов расчета по формуле (2.39). В идеале, такая коррекция должна применяться лишь для участков гладкой пленки, оставляя неизменными данные по толщине пленки на шероховатых участках, таких, как поверхность волн возмущения. Последнее достаточно сложно организовать в рамках используемого подхода, поскольку идентификация волн возмущения возможна лишь на основе порогового значения локальной толщины пленки. Такое различие затруднено тем же эффектом зеркала, приводящим к завышению толщины гладкого остаточного слоя между волнами возмущения. В результате этого диапазоны ПЛИФ-толщин, характерных для остаточного слоя и волн возмущения, значительно перекрываются, и различие в толщине пленки размывается. Волны возмущения могут быть идентифицированы на основе их пространственно-временного поведения, как это сделано, например, в главе 4, однако такой подход требует большей частоты опроса в ПЛИФ-измерениях по сравнению с используемой в данных экспериментах.

Вопрос о целесообразности дальнейшего увеличения угла между осью камеры и нормалью к плоскости лазерного ножа требует дальнейшего изучения. С одной стороны, увеличение угла приведет к еще более сильному снижению вероятности занижения толщины пленки из-за трехмерности волн. С другой стороны, это будет приводить к размытию границы засвеченного продольного сечения пленки жидкости из-за снижения яркости с удалением от центральной оси лазерного ножа. Кроме того, с увеличением угла будет снижаться пространственное разрешение метода вдоль радиальной координаты.

ЛИФ-метод также применим в качестве самостоятельного метода. В большинстве случаев - на гладких участках поверхности пленки - он не требует специальной коррекции. На участках с

высоким наклоном межфазной поверхности могут возникать существенные искажения локальной толщины пленки, не поддающиеся прямому исправлению из-за сложного характера перераспределения освещенности. С другой стороны, особенности таких искажений - малый пространственный размер и высокая амплитуда - нередко позволяют опознать и подавить их. Искажения с малым продольным размером могут быть устранены простым применением медианного фильтра к полученным данным. Искажения большего продольного размера, возникающие на передних склонах волн, могут быть опознаны по локальному наклону $dh_{\text{ВВ}}/dx$ (и/или $dh_{\text{ВВ}}/dz$ для трехмерных измерений) и частично подавлены. Процедура коррекции таких искажений состоит из следующих этапов:

- 1) Обнаружение участков с наклоном $dh_{\text{ВВ}}/dx \geq 1$. Это условие примерно соответствует углу полного внутреннего отражения в случае, если $h_{\text{ВВ}}$ была бы равна истинной толщине пленки.
- 2) Для каждого участка проводится поиск соответствующего участка с $dh_{\text{ВВ}}/dx \leq -1$ выше по потоку, соответствующего окончанию локального искажения (завышения) толщины пленки.
- 3) Для каждой пары проводится определение границы искаженного участка: x_1 - передняя (вниз по потоку) граница участка с положительным наклоном - и x_2 - задняя граница участка с отрицательным наклоном.
- 4) Отсевание пар с продольным размером искаженного участка $(x_2 - x_1)$ более 50 пикселей (1,34 мм) с целью исключить ошибочное объединение отдельно отстоящих искажений.
- 5) Параболическая аппроксимация массива $\{h_{\text{ВВ}}(x_1-1), h_{\text{ВВ}}(x_1), h_{\text{ВВ}}(x_2), h_{\text{ВВ}}(x_2+1)\}$ и замещение этой аппроксимацией значений $h_{\text{ВВ}}(x)$ в интервале от x_1 до x_2 в случае, если сумма значений аппроксимации меньше суммы исходных значений.

Необходимо акцентировать, что эта коррекция не является восстановлением истинного профиля толщины пленки, а лишь способом подавления явно ошибочных значений. В случае попадания в область измерений боковых краёв волн быстрой ряби или боковых краёв крупных пузырьков газа в двумерных ЛИФ-измерениях могут возникать протяженные искажения, которые не могут быть подавлены описанной выше процедурой. Для подавления таких искажений рекомендуется использование трехмерной конфигурации ЛИФ-метода.

Примеры применения описанных выше процедур коррекции для конфигурации ПЛИФ70 приведены на рис. 2.35 для двух режимов течения при наличии шероховатых участков пленки (волн возмущения). На рис. 2.35 (а, с) показаны измерения на участках остаточного слоя жидкости. В этой области скорректированные сигналы хорошо согласуются друг с другом. На рисунках 2.35 (b) и (d) показаны измерения волн возмущения, содержащих большое количество пузырьков газа и покрытых трехмерными волнами быстрой ряби с крутыми склонами. Большая часть локализованных пиков в ЛИФ-данных успешно подавляется корректировкой. Однако

корректировка ПЛИФ-сигнала приводит скорее к расхождению ПЛИФ- и ЛИФ-данных, поскольку эффект зеркала в этой области уже подавлен и не требует корректировки.

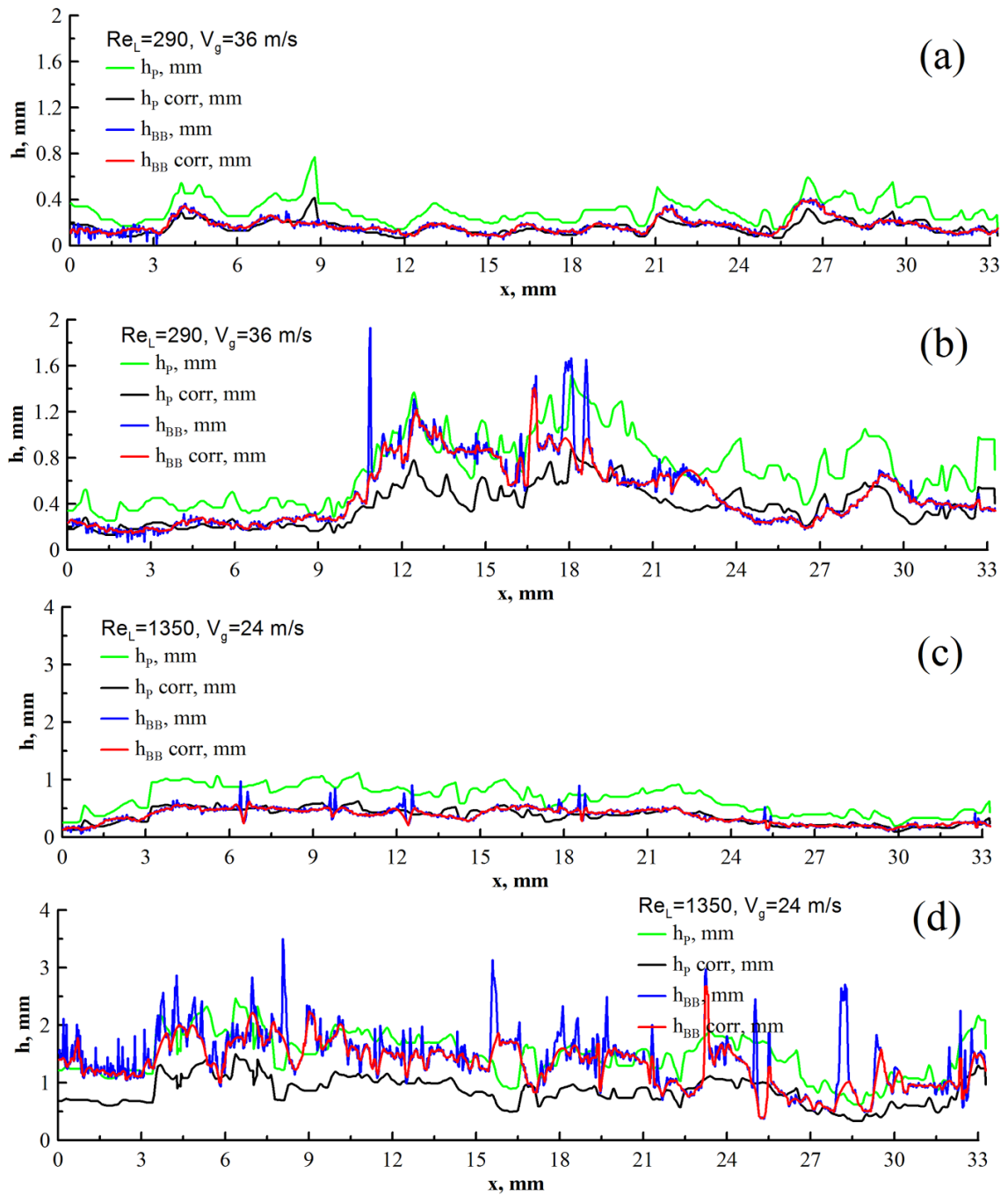


Рис. 2.35: Применение корректировки к ПЛИФ70- и ЛИФ-данным при (a), (b) $Re_L = 290$ и $V_G = 36$ м/с, и (c), (d) $Re_L = 1350$ и $V_G = 24$ м/с. Показаны примеры измерений на остаточном слое жидкости (a), (c) и на поверхности волн возмущения (b), (d).

2.5. Выводы по главе 2

Анализ, проведенный в данной главе, показывает, что метод измерения толщины пленки жидкости, основанный на яркости лазерно-индуцированной флюоресценции, удовлетворяет большинству требований к измерительной методике, сформулированных в п. 1.2.2. Временное разрешение метода определяется частотой опроса используемой камеры, а также сочетанием чувствительности камеры, времени экспозиции и освещенности области измерений светом лазера. Пространственное разрешение ограничено, главным образом, возможностями оптической системы и может без значительных сложностей достигать десятков микрометров на пиксель. Динамический диапазон измеряемых значений толщины пленки определяется, в первую очередь, разрядностью камеры. Метод позволяет проводить полевые измерения толщины пленки жидкости: каждый пиксель камеры действует как отдельный датчик, регистрирующий временную запись толщины пленки в данной точке области измерений. Таким образом, метод позволяет исследовать совместную эволюцию волн различных типов и масштабов, движущихся с различными скоростями, включая процессы возникновения, развития и взаимодействия волн. Размер области измерений определяется сочетанием приемлемого пространственного разрешения и количеством пикселей в матрице камеры. В отличие от подавляющего большинства других методов, метод позволяет проведение измерений толщины пленки одновременно вдоль продольной и поперечной координат, получая мгновенные профили трехмерной поверхности пленки, что позволяет исследовать форму и поперечный размер отдельных волн, а также процессы трехмерного взаимодействия. Помимо измерений толщины пленки, метод позволяет обнаруживать отдельные элементы дисперсной фазы и измерять их свойства (пространственные координаты, размер и скорость в плоскости стенки канала, а также количество элементов на единицу площади поверхности канала), причем измерения параметров дисперсной фазы могут проводиться одновременно с исследованием динамики волн на поверхности пленки. Таким образом, метод позволяет исследовать роль волн на поверхности пленки в процессах обмена дисперсной фазой. Была разработана стереоскопическая модификация ЛИФ-метода, позволяющая определять положение и компоненты скорости капель в трехмерном пространстве, а также исследовать опрокидывание волн и динамику переходных структур.

Главным недостатком метода является чувствительность к изменению коэффициента отражения света от межфазной поверхности при больших углах падения света. Недостаток является неустранимым, поскольку большие наклоны межфазной поверхности неизбежно встречаются в условиях дисперсно-кольцевого течения. Тем не менее, природа искажений ясна, что подтверждается результатами моделирования, приведенными в п. 2.3, а сами искажения в большинстве случаев локализованы в пространстве. Последнее позволяет идентифицировать

области с наличием искажений и ограничиваться измерениями вне этих областей, а также предотвращать влияние искажений на измерение средних характеристик. За пределами областей, содержащих искажения сигнала, погрешность метода определяется, главным образом, тепловым шумом камеры, и в большинстве случаев не превышает 5%.

Теоретический анализ надежности метода ЛИФ подтверждается прямым сравнением измерений ЛИФ-методом и методом планарной лазерно-индуцированной флюоресценции (ПЛИФ). Сравнение двух методик позволило также проанализировать надежность ПЛИФ-метода. Были разработаны новые алгоритмы идентификации межфазной поверхности методом ПЛИФ. Был исследован эффект угла между осью камеры и плоскостью лазерного ножа: было проведено сравнение для углов 90° и 70° (ПЛИФ90 и ПЛИФ70, соответственно). Было экспериментально подтверждено завышение толщины пленки в ПЛИФ-измерениях за счет эффекта зеркала, предсказанного Häber et al. (2015). Было обнаружено подавление эффекта зеркала на шероховатой поверхности волн возмущения, а также показано, что для гладких пленок эффект может быть компенсирован на основе простых оценок в рамках оптической модели безволновой пленки. Альтернативным методом борьбы с эффектом зеркала является т.н. структурированный ПЛИФ-метод (Structured PLIF, SPLIF). Суть метода состоит в неравномерной по пространству интенсивности лазерного ножа (это обычно достигается перекрытием плоскости ножа поперечно ориентированной решеткой). В этом случае тени, отбрасываемые решеткой, будут преломляться на межфазной поверхности, аналогично описанному выше поведению теней от неоднородностей, присутствовавших в экспериментах данной работы. Этот метод был предложен Charogiannis et al. (2017a), а также использован van Eeckevel et al. (2018) для исследования дисперсно-кольцевого течения в трубах с оребрением. Для каждой отдельной тени локальная толщина пленки жидкости определяется по координате ее излома. Недостатком такой модификации ПЛИФ-метода является снижение пространственного разрешения, которое становится равным периоду решетки и по определению в несколько раз грубее исходного разрешения камеры. Кроме того, такой метод не решает проблем, связанных с наличием захваченных пленкой жидкости пузырьков газа, а также с трехмерностью волн. Трехмерность волн является ключевым фактором, искажающим результаты измерений методом ПЛИФ90: гребни трехмерных волн невидимы для ПЛИФ-камеры, что приводит к существенному занижению толщины пленки жидкости в условиях наличия волн возмущения. ПЛИФ70 менее подвержен этому эффекту, и для измерений методом ПЛИФ рекомендуется использовать угол значительно меньше 90 градусов.

В области гладких пленок (режимы без волн возмущения, а также области остаточного слоя между волнами возмущения и задние склоны возмущения) результаты ЛИФ-измерений хорошо соответствуют результатам измерений методом ПЛИФ70 с учетом эффекта зеркала, а также с

положением артефактов в сырых ПЛИФ-изображениях, указывающих на истинное положение межфазной границы. На гребнях волн возмущения количество объектов, влияющих на ЛИФ-измерения, возрастает, однако искажения по-прежнему локализованы в пространстве и могут быть при необходимости подавлены простыми алгоритмами обработки данных.

Также следует отметить, что автору неизвестны измерительные методики, способные полностью адекватно измерить толщину пленки во всех областях волн возмущения при наличии крутых наклонов межфазной поверхности и большого количества захваченных пузырьков газа с достаточным пространственным и временным разрешением, а также с возможностью полевых измерений. В настоящий момент метод ЛИФ, при существующих недостатках, наилучшим образом удовлетворяет сформулированным выше требованиям.

Глава 3. Волновая структура пленки жидкости в режимах без уноса жидкости в дисперсную фазу

3.1. Двухволновая структура пленки жидкости

В данной главе рассмотрено волновое течение обдуваемой газом пленки жидкости в диапазоне малых чисел Рейнольдса жидкости и высоких скоростей газа, в условиях отсутствия уноса жидкости в дисперсную фазу. Как было отмечено в главе 1, исследователи нередко используют приближение критического числа Рейнольдса жидкости, ниже которого не происходит отрыва капель при сколь угодно высоких значениях скорости газового потока. Значение критического числа Рейнольдса зависит от многих параметров (диаметр канала, ориентация потока, физические свойства фаз); обычно указывается его величина порядка 60-70. Также среди исследователей нет полного согласия по поводу обоснованности такого приближения.

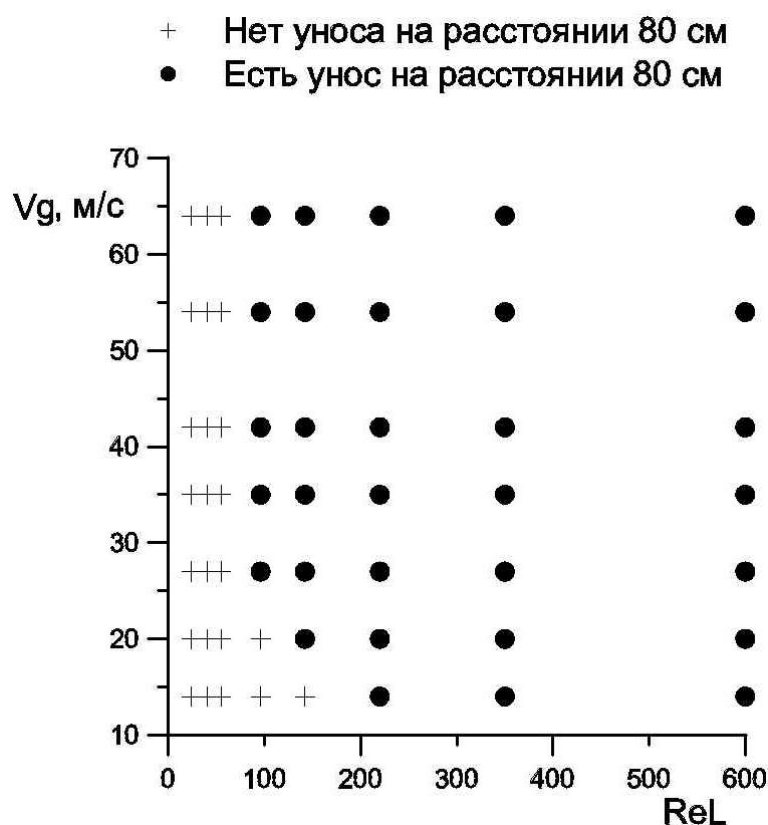


Рис. 3.1. Карта режимов с уносом и без уноса жидкости в дисперсную фазу для опускного водо-воздушного течения в трубе диаметром 15 мм (Черданцев 2006).

В данной работе отсутствие уноса в конкретном режиме проверялось экспериментально, посредством длительных (до 10 минут) измерений расхода дисперсной фазы при помощи зонда-пробоотборника (см. подробнее Черданцев, 2006). Для исследуемого диапазона режимов (числа Рейнольдса жидкости до 40, среднерасходные скорости газа до 60 м/с, кинематическая вязкость рабочей жидкости до $1,9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ в каналах диаметром 11,7 мм и 15 мм) был получен

нулевой расход дисперсной фазы. Данные измерения согласуются с полученными ранее режимными картами (на рис. 3.1 приведена карта из работы Черданцев, 2006).

В большинстве предшествующих исследований предполагалось, что волновая структура пленки жидкости в таких режимах представлена лишь одним типом волн - волнами ряби. Предположения такого рода выдвигались на основе сравнения с режимами течения при наличии дисперсной фазы и наблюдаемого отсутствия крупномасштабных волн на поверхности пленки. В рамках этого подхода при помощи метода электропроводности либо посредством визуализации течения проводились измерения средних значений характеристик поверхностных волн без попыток разделения волн на классы. Исключением здесь является работа Ohba & Nagaе (1993), которая будет подробно рассмотрена в дальнейшем.

Исследование волновой структуры пленки жидкости в данном режиме течения представляет интерес по ряду причин:

1. Данный режим мало исследован по сравнению с режимами с наличием волн возмущения и срыва / уноса капель. Применение точечных методов с низким пространственным разрешением создает видимость простоты волновой структуры, которую можно описать небольшим набором параметров (средняя толщина пленки, средняя частота / амплитуда / скорость волн, а также вариация этих параметров), а также ограничиться анализом устойчивости при теоретическом исследовании.
2. Данный режим граничит с уносными режимами; при повышении расхода жидкости возможен переход к уносу. В практических приложениях такой переход может реализоваться при формировании пленки посредством осаждения капель из газокapельного потока, при конденсации пара в парогенераторе и т.д. Знание волновой структуры пленки жидкости до перехода может помочь понять динамику перехода, а также пролить свет на закономерности уносных режимов течения.
3. Как было показано в 2.3-2.4, в режимах с наличием волн возмущения присутствуют объекты, вызывающие локальные искажения измерений толщины пленки ЛИФ-методом. К таким объектам относятся участки поверхности пленки с наклоном более 40 градусов, захваченные пленкой пузырьки газа, пролетающие над поверхностью пленки капли, и т.д. В режимах без уноса жидкости ожидается намного меньшее количество участков с крутыми склонами и полное отсутствие капель и пузырьков. Таким образом, исследование режимов без уноса является логичным первым шагом для применения и тестирования ЛИФ-метода.
4. Моделирование режимов с уносом сопряжено с большими сложностями. Одним из осложняющих факторов являются высокие числа Рейнольдса жидкости, предъявляющие высокие требования к расчетной мощности. В этом отношении режимы без уноса легче

поддаются моделированию при помощи упрощенных подходов, в которых воздействие газа на пленку моделируется заданием напряжений на межфазной поверхности.

Экспериментальное исследование волновой структуры пленки жидкости в режимах без уноса жидкости в дисперсную фазу проводилось в опускном адиабатическом течении в каналах с внутренним диаметром 15 мм и 11,7 мм. Продольное сечение канала освещалось лазерным ножом с шириной около 1 мм. В различных экспериментах частота съемки варьировалась от 2 до 10 кГц, пространственное разрешение - от 0,1 до 0,2 мм на пиксель. Числа Рейнольдса жидкости варьировались в диапазоне от 16 до 40, среднерасходные скорости газа - от 10 до 60 м/с, вязкость рабочей жидкости - от 10^{-6} до $1,9 \cdot 10^{-6}$ м²/с. Время экспозиции составляло половину периода съемки, концентрация флюорофора - от 10 до 30 мг/л.

Полевые измерения локальной толщины пленки жидкости проводились при помощи метода ЛИФ в двумерной постановке. Полученные в такой постановке экспериментальные данные представляют собой матрицы локальной толщины пленки в форме $h(x,t)$, где x - продольная координата, а t - время. Подробное описание такого представления приведено в п. 2.2.

На рис. 3.2 представлен фрагмент пространственно-временной записи толщины пленки в виде двумерной x - t -поверхности. На приведенном фрагменте можно наблюдать большое количество волн, движущихся по пространственно-временным траекториям (характеристическим линиям). Угол между пространственно-временной траекторией и осью времени характеризует скорость данной волны.

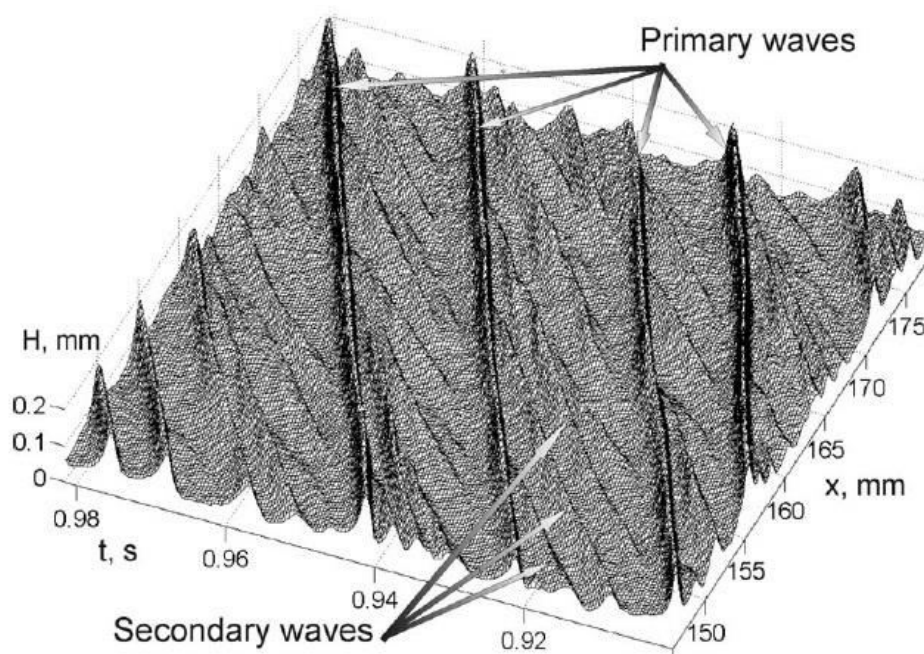


Рис. 3.2. Пространственно-временная запись толщины пленки в условиях отсутствия дисперсной фазы. $Re_L=40$, $V_G=27$ м/с.

Наблюдаемые волны не однородны и разделяются на две группы, существенно различающиеся по амплитуде, скорости и времени жизни. Волны первой группы выделяются высокими значениями всех трех параметров, однако различие является не только количественным. Волны второй группы возникают на задних склонах волн первой группы. Эти волны движутся с меньшей скоростью по остаточному слою между волнами первой группы и в конце концов поглощаются следующей волной первой группы. Именно в результате такого пространственно-временного поведения волны второй группы обладают малым временем жизни.

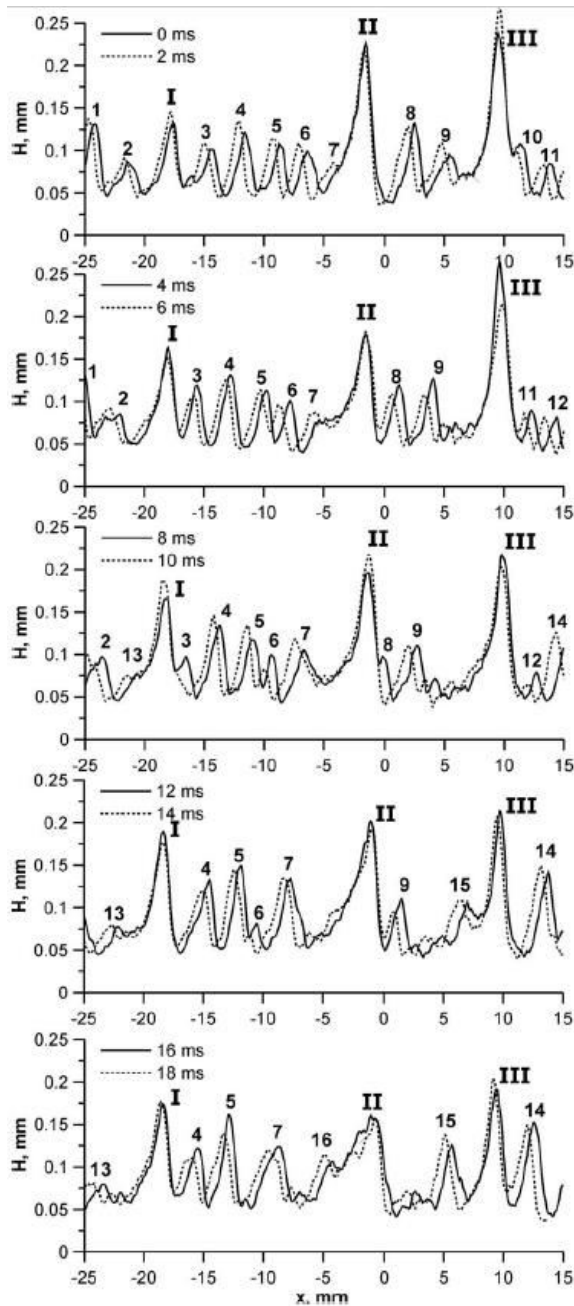


Рис. 3.3. Генерация и эволюция вторичных волн. Продольные профили поверхности пленки в системе отсчета волны II. $Re_L=40$, $V_G=27$ м/с.

Двухволновая структура пленки жидкости в режимах без уноса жидкой фазы ранее практически не упоминалась. Это позволяет ввести новые термины для обозначения волн из каждой группы. На основании их пространственно-временного поведения волны первой группы получили название первичных волн ("*primary waves*"), а волны второй группы - вторичных волн ("*secondary waves*"), поскольку они генерируются первичными волнами.

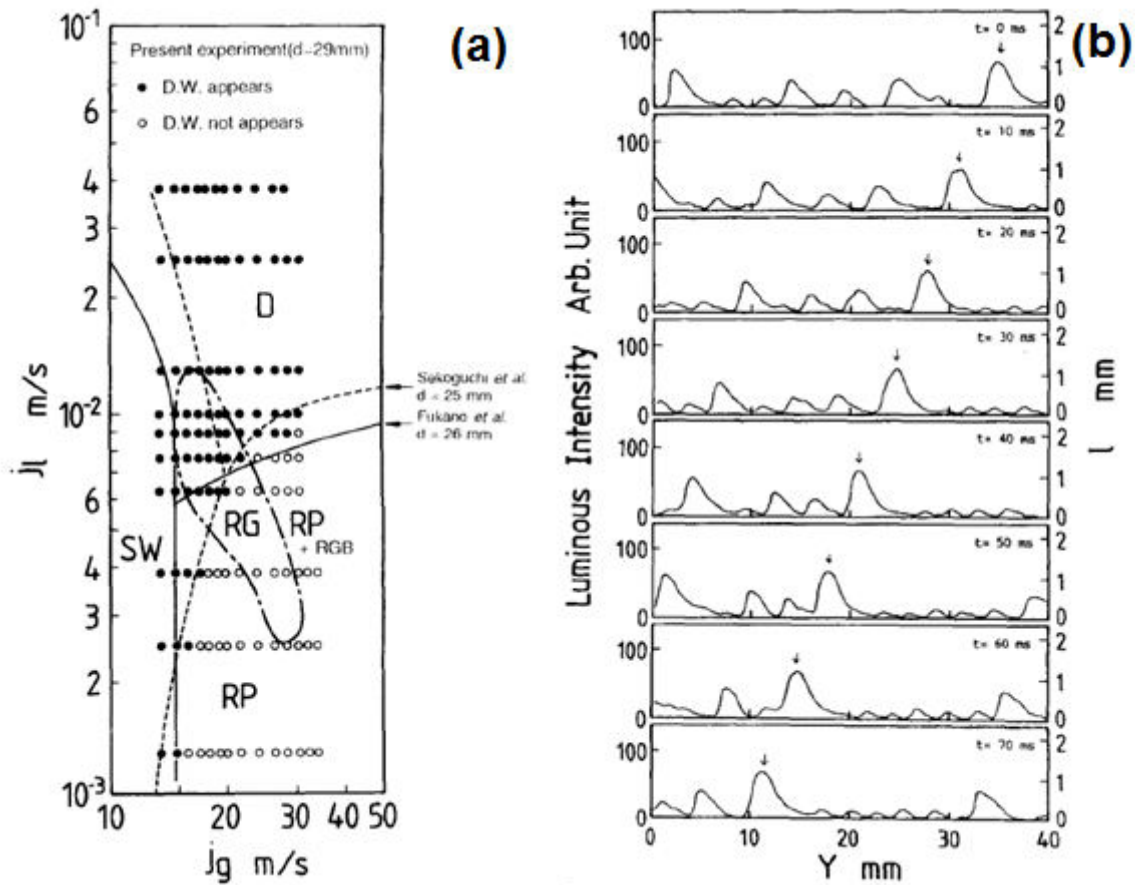
Другое, более привычное представление того же фрагмента пространственно-временной записи толщины пленки дано на рис. 3.3. В этом случае результаты приведены в виде последовательности мгновенных профилей локальной толщины пленки вдоль продольной координаты. Шаг по времени составляет 2 мс. Профили сдвинуты по координате относительно друг друга так, чтобы начало первичной волны, помеченной римской цифрой II, находилось в одной и той же точке. Волны на этом рисунке движутся слева направо.

Итак, в системе отсчета, движущейся со скоростью первичной волны II, первичные волны I и III практически неподвижны на рассматриваемом коротком интервале. В то же время вторичные волны, обозначенные арабскими цифрами от 1 до 16, движутся назад в этой системе отсчета. Эти волны возникают на задних склонах первичных волн; процесс генерации можно наблюдать для волн 7, 13, 15 и 16. Когда вторичную волну настигает первичная, происходит поглощение вторичной волны; этот процесс можно наблюдать для волн 3 и 8-12.

Таким образом, вместо ожидаемой волновой картины с поверхностью пленки, покрытой однородными волнами ряби, наблюдается двухволновая структура. Она представлена уединенными солитонообразными первичными волнами, разделенными участками тонкого остаточного слоя. В то же время, поверхность остаточного слоя не является гладкой: она возмущена вторичными волнами.

Фактически единственным упоминанием о существовании двух типов волн в данной области режимов течения является работа Ohba & Nagae (1993). Эксперименты этих авторов проводились в восходящем потоке в трубе диаметром 29 мм. Для измерения локальной толщины пленки жидкости использовался метод пигментной люминесценции. В рабочую жидкость были добавлены тяжелые (4 г/см^3) частицы оксида титана. Предполагалось, что частицы равномерно распределены в толще жидкости и локальная яркость свечения пропорциональна локальной толщине пленки. Измерения проводились в трехмерном подходе: областью измерений служила видимая с одной стороны поверхность канала. Были получены мгновенные распределения локальной толщины пленки по продольной и поперечной координатам. Частота опроса составляла 100 Гц (период съемки, соответственно, 10 мс). Как упоминалось в гл. 2.4, такая частота съемки недостаточно высока, чтобы исследовать свойства волн возмущения в режимах с уносом жидкости, однако допустима при исследовании безуносных режимов с умеренными скоростями газа.

На рисунке 3.4 приведены качественные результаты работы Ohba & Nagae (1993). На карте волновых режимов (рис. 3.4a) показаны области существования волн возмущения (D) и волн ряби (RP). В отличие от многих составленных ранее режимных карт, на этой карте представлены т.н. кольцевые волны (область RG). Эти волны существуют в достаточно узкой области режимов, одновременно как с волнами ряби, так и с волнами возмущения. Последовательность мгновенных профилей поверхности пленки вдоль продольной координаты, аналогичная приведенной на рис. 3.3, показана на рис. 3.4(b) для режима без волн возмущения. Волны на рис. 3.4(b) движутся справа налево.



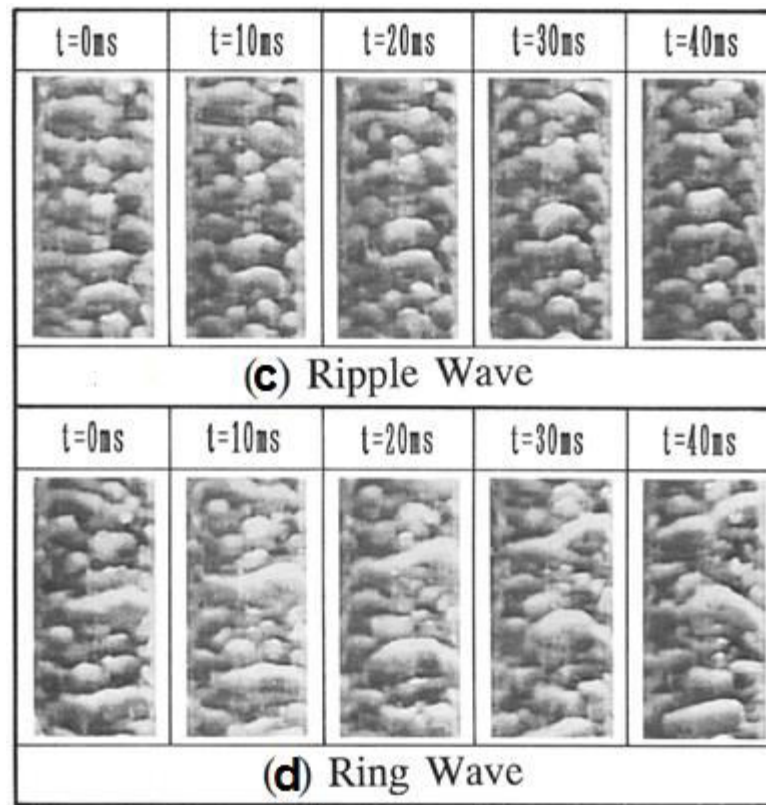


Рис. 3.4. Данные Ohba & Nagaе (1993). Область существования кольцевых волн (a); взаимодействие кольцевых волн и волн ряби (b); мгновенная форма поверхности пленки в отсутствие (c) и при наличии (d) кольцевых волн.

Авторы отмечают, что кольцевая волна (показана стрелкой на рис. 4b) поглощает идущие перед ней более медленные волны ряби. Более того, хотя авторы этого не описывают, на этом же рисунке можно наблюдать, как та же волна генерирует новые медленные волны малой высоты на ее заднем склоне. Такое поведение кольцевых волн и волн ряби полностью аналогично описанному выше поведению первичных и вторичных волн. Тем не менее, разделение волн в этой работе проводилось не по скорости и не по взаимодействию с волнами другого типа, а по поперечному размеру. Первичные волны в этой работе были названы кольцевыми, поскольку они занимают всю ширину видимой области канала (см. рис. 4c-d). К сожалению, ошибочный выбор критерия разделения повлиял и на дальнейшее осмысление результатов. Так, в наших экспериментах было выяснено, что двухволновая структура пленки жидкости наблюдается во всем диапазоне условий эксперимента, соответствующих отсутствию уноса, а не только в узкой области расходов жидкости и газа.

Тем не менее, из результатов Ohba & Nagaе (1993) следует, что первичные волны характеризуются большим поперечным размером, нежели вторичные. Исследование трехмерной волновой структуры в режимах без уноса жидкости было проведено при помощи трехмерной модификации ЛИФ-метода (см. п. 2.2). Ширина рабочей области составляла одну

четверть орошаемого периметра канала, т.е., около 12 мм. Пример мгновенного профиля поверхности пленки показан на рисунке 3.5. В трехмерном представлении данных доступна и динамика движения волны вниз по потоку, и ее трехмерная форма. Таким образом, можно провести разделение волн на основе их динамики и после этого провести сравнительный анализ трехмерности первичных и вторичных волн. Трехмерность волны в первую очередь характеризуется поперечным размером волны и кривизной ее фронта в плоскости x - y .

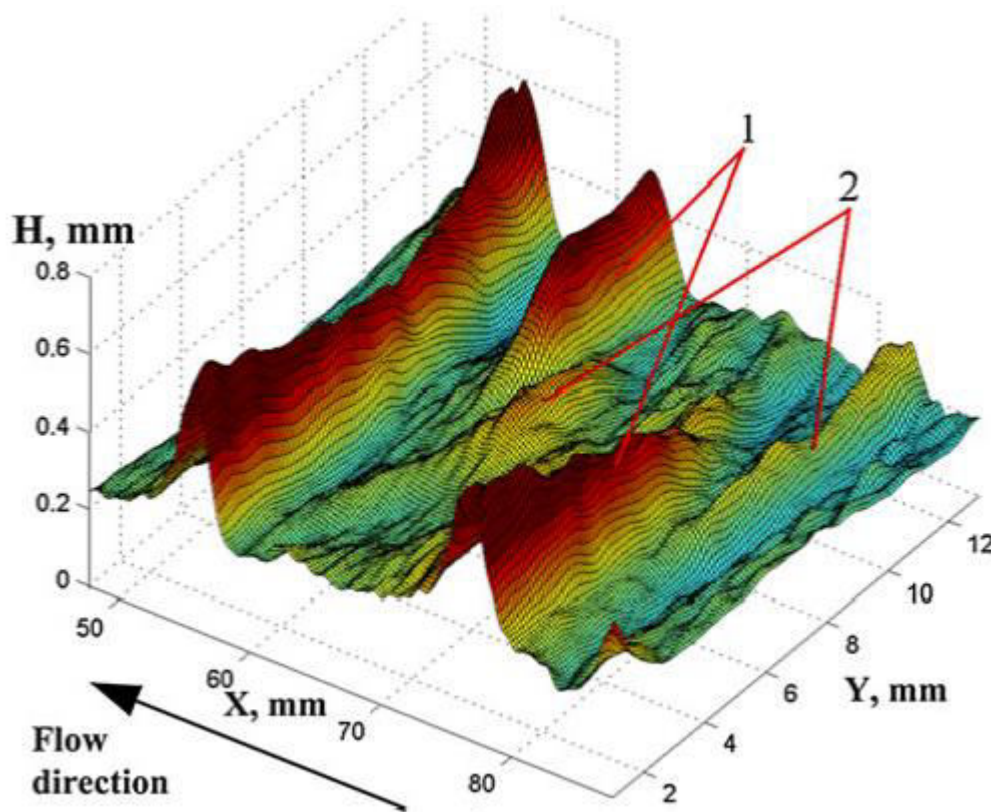


Рис. 3.5. Мгновенная форма поверхности пленки. $Re_L = 18$, $V_G = 18$ м/с, водоглицериновый раствор с вязкостью $3 \cdot 10^{-6}$ м²/с. Цифрой 1 обозначены края первичных волн, цифрой 2 - вторичные волны, генерируемые краями первичных.

В исследуемом диапазоне режимных параметров не наблюдалось первичных волн, поперечный размер которых был бы меньше ширины рабочей области. Часть первичных волн занимала всю ширину рабочей области (волна в дальней части области), а для части волн, причисленных к первичным по скорости, амплитуде и поведению, в рабочей области наблюдался один из боковых краев (края обозначены цифрой 1 на рис. 3.5). Относительная частота появления краев первичных волн достаточно высока. Из наличия краев первичных волн следует, что первичные волны не обязательно замыкаются в кольцо, а их характерный поперечный размер меньше периметра канала.

На основе сравнения частот появления "центров" и "краев" первичных волн в рабочей области можно оценить характерный поперечный размер первичной волны в предположении равномерного распределения первичных волн по азимутальной координате и поперечному размеру. Оценка показывает, что характерный поперечный размер первичных волн уменьшается с ростом скорости газа (подробности анализа приведены в работе Alekseenko et al. 2013). Результаты трехмерных экспериментов позволяют с уверенностью сказать, что терминология и критерий разделения волн, предложенные Ohba & Nagae, ошибочны. Исчезновение "кольцевых" волн при высокой скорости газа связано с уменьшением поперечного размера первичных волн, который при достижении достаточно высокой скорости газа становится меньше поперечного размера видимой области в экспериментах Ohba & Nagae. Это также отчасти подтверждается тем, что в области высоких скоростей газа Ohba & Nagae отмечают наличие "разорванных кольцевых волн" (broken ring waves).

Поперечный размер вторичных волн заметно меньше поперечного размера первичных. Вторичные волны могут генерироваться как на краях первичных волн, так и в их центральной части.

В целом, даже двумерное описание волновой структуры пленки жидкости в режимах без уноса жидкой фазы заметно сложнее, чем упрощенное представление, приведенное при описании рисунков 3.2-3.3. Скорости как первичных, так и вторичных волн в общем случае не постоянны. Возможно сложное взаимодействие между волнами. Например, отдельные вторичные волны могут набрать амплитуду и ускориться, начав при этом генерировать вторичные волны. Напротив, первичная волна может резко замедлиться и вскоре поглотиться следующей за ней первичной волной. Такие события могут быть интерпретированы как переход вторичной волны в первичную и наоборот. Анализ трехмерных записей показывает, что такие события связаны с боковыми взаимодействиями первичных и вторичных волн, и особенностями проекции таких событий на двумерные измерения.

3.2. Измерение параметров первичных и вторичных волн

Первые измерения параметров первичных и вторичных волн были проведены вручную, для относительно небольшого числа волн. Каждая из выбранных пространственно-временных траекторий первичных и вторичных волн помечалась двумя точками. Из этих данных можно было легко определить индивидуальную скорость первичных и вторичных волн. Результаты измерений представлены на рисунке 3.6. Всего было обработано не менее 30 волн каждого типа для каждой режимной точки. Скорость первичных и вторичных волн линейно растет с увеличением скорости газа. При этом скорость вторичных волн примерно вдвое ниже скорости первичных. На этом же рисунке проводится сравнение с результатами измерений Ohba & Nagae (1993) для близкого расхода жидкости. Эти данные лежат на одной прямой с результатами настоящих экспериментов. Таким образом, структуры, названные Ohba & Nagae (1993) "кольцевыми волнами" и "волнами ряби", в действительности являются первичными и вторичными волнами, соответственно.

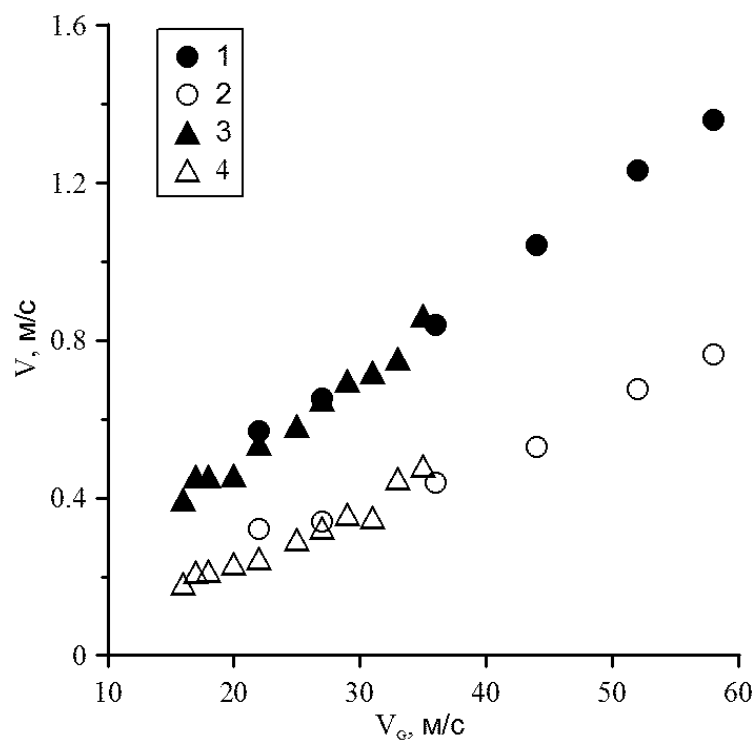


Рис. 3.6. Средняя скорость первичных (1) и вторичных (2) волн, вода, $D=15$ мм, $Re_L=40$. Средняя скорость "кольцевых волн" (3) и "волн ряби" (4) в работе Ohba & Nagae (1993), вода, $D=15$ мм, $Re_L=28$.

Для исследования явления генерации вторичных волн для каждой выбранной первичной волны формировался набор профилей этой первичной волны в ее собственной системе отсчета.

Границы и амплитуда волны определялись по форме профиля, полученного осреднением всех мгновенных профилей данной волны. Для обнаружения моментов возникновения вторичных волн отстраивалось одновременно несколько профилей первичной волны, полученных в несколько последовательных моментов времени, в системе отсчета данной волны. Визуальная инспекция таких наложенных профилей позволяла определить координаты и моменты времени генерации вторичных волн.

Обработка пространственно-временных записей толщины пленки содержит качественно больше информации, чем временные записи, полученные в одной точке. Однако такая форма требует развития новых алгоритмов обработки, не применявшихся ранее для анализа записей толщины пленки. Матрица толщины пленки может рассматриваться как изображение поверхности, хотя эта поверхность не существует в реальности. Для обнаружения характеристических линий волн был развит новый метод, в основе которого лежит процедура поиска границ на изображениях с использованием метода Кэнни (Canny, 1986). Алгоритм обработки включает в себя несколько этапов.

На первом этапе автоматически определялись опорные интегральные характеристики пленки жидкости:

- 1) средняя толщина остаточного слоя между первичными волнами;
- 2) средняя скорость волн;
- 3) средняя длина волны.

Толщина остаточного слоя между первичными волнами определялась как наиболее вероятное значение толщины пленки по всей матрице толщин. На рис. 3.7 представлен пример записи толщины пленки с наложенным уровнем толщины остаточного слоя (а), а также форма распределения толщины пленки с помеченным положением максимума.

Для измерения средней скорости волн определялось характерное расстояние, преодолеваемое волнами за временной интервал в 2 мс. Смещение сигнала определялось по положению максимума кросскорреляционной функции между двумя мгновенными профилями толщины пленки, полученными в разные моменты времени. Примеры двух мгновенных профилей в разные моменты времени и форма кросскорреляционной функции приведены на рис. 3.8.

Характерная длина волны определялась по положению максимума в суммарном спектре всех мгновенных профилей толщины пленки. Примеры пространственных спектров для двух режимов течения и соответствующие им профили толщины пленки приведены на рис. 3.9. Для повышения достоверности определения длины волны, проводилась полиномиальная аппроксимация спектра; характерная длина волны определялась как координата максимума данного полинома.

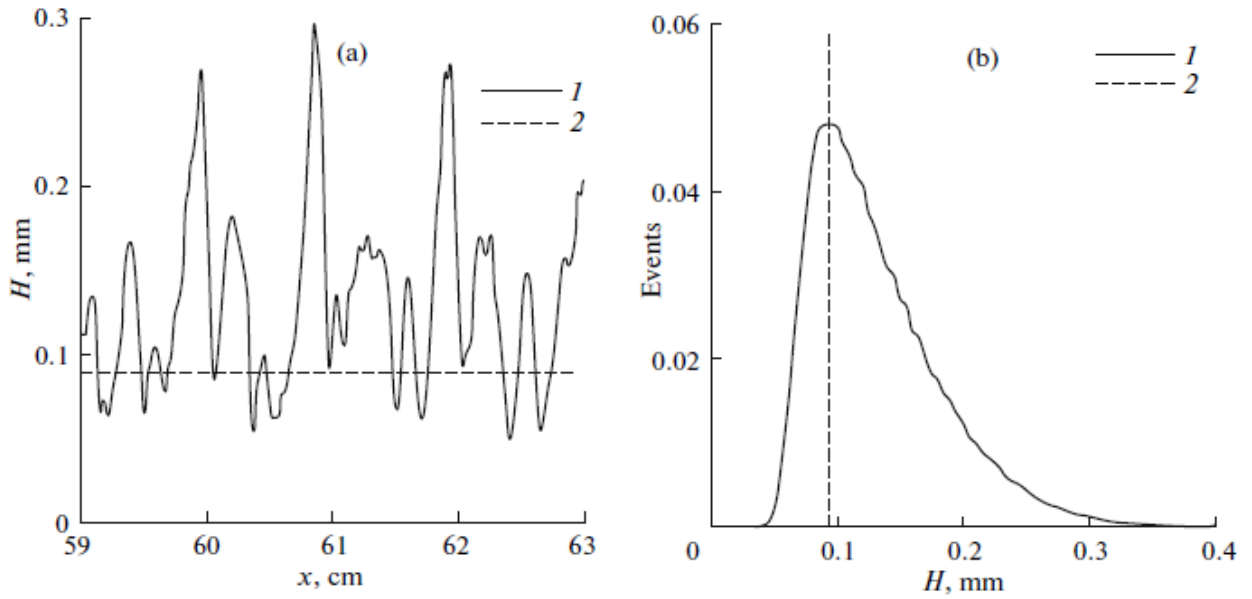


Рис. 3.7. (a) (1) Пример мгновенного профиля поверхности пленки; (2) толщина остаточного слоя; (b) (1) распределение толщины пленки; (2) толщина остаточного слоя. $Re_L = 40$, $V_G = 36$ м/с.

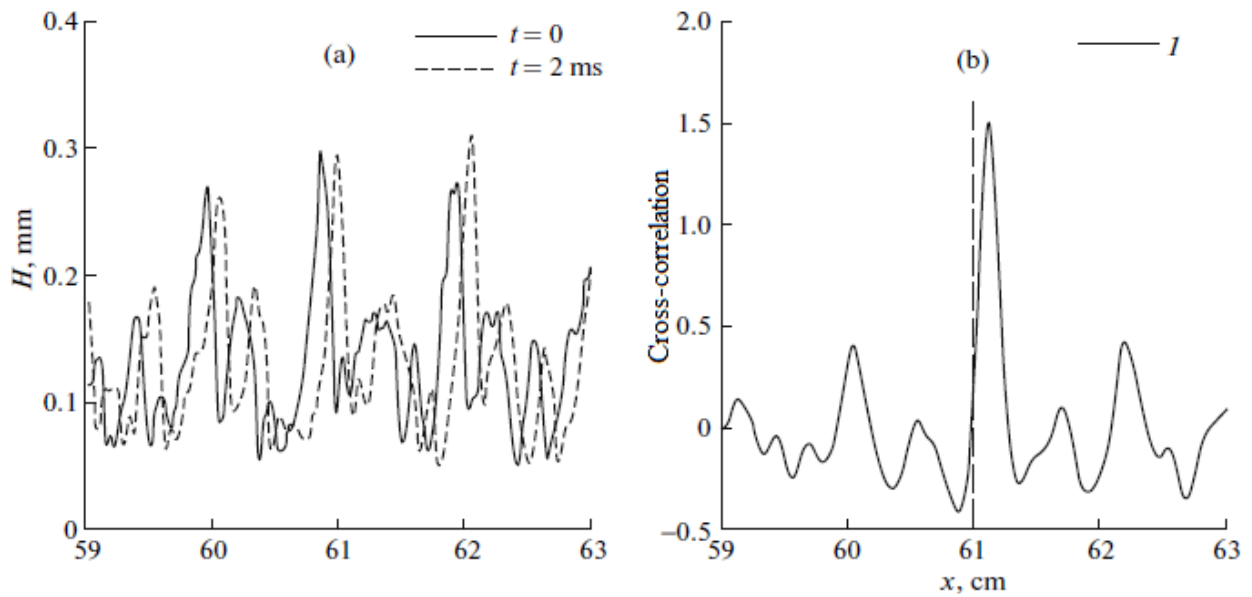


Рис. 3.8. (a) Два мгновенных профиля поверхности пленки, полученные с интервалом в 2 мс. $Re_L = 40$, $V_G = 36$ м/с; (b) (1) кросскорреляционная функция между этими записями.

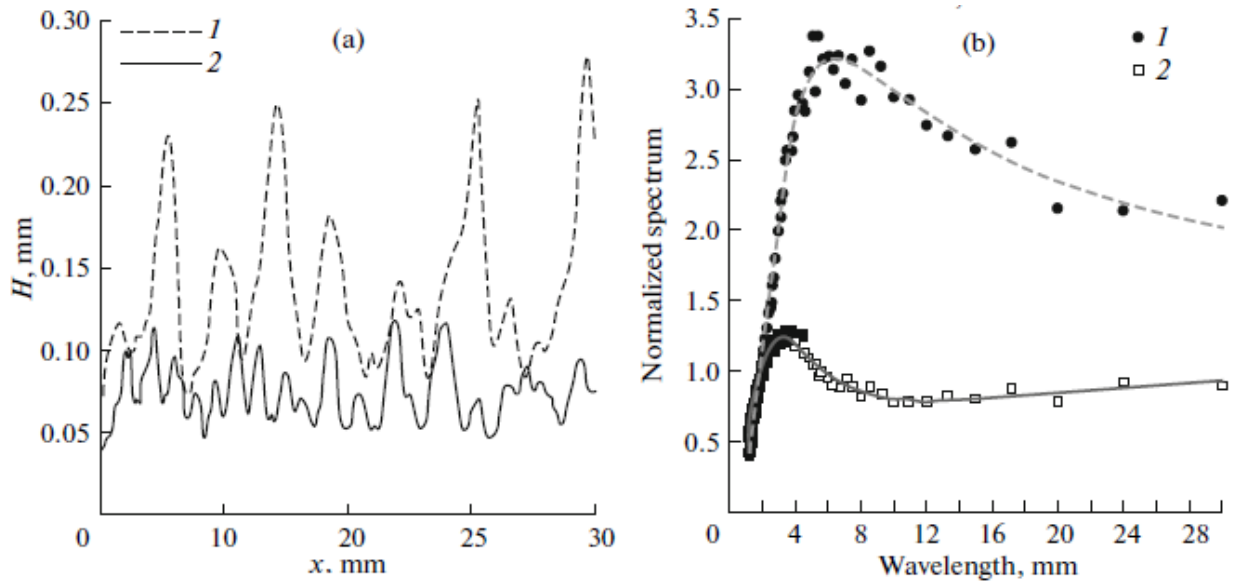


Рис. 3.9. (a) Мгновенные профили поверхности пленки жидкости; (b) пространственные спектры сигнала, отстроенные в единицах длины волны. $Re_L = 40$, $V_G = 27$ м/с (1); $V_G = 52$ м/с (2).

Таблица 3.1. Результаты измерения интегральных характеристик пленки жидкости.

V_g , м/с	H_{sub} , mm, Re = 20	H_{sub} , mm, Re = 40	V_c , м/с, Re = 20	V_c , м/с, Re = 40	λ , mm, Re = 20	λ , mm, Re = 40
10	0.153	0.146	0.47	0.48	24.0	24.0
14	0.138	0.146	0.51	0.52	16.85	18.71
18	0.132	0.143	0.56	0.59	13.8	13.37
22	0.092	0.131	0.50	0.66	7.66	9.28
27	0.078	0.098	0.55	0.66	5.71	6.67
36	0.064	0.084	0.72	0.86	4	4.44
44	0.056	0.074	0.91	1.06	3.33	3.81
52	0.050	0.068	1.11	1.26	2.96	3.24
58	0.044	0.062	1.3	1.45	2.63	3

Полученные значения интегральных характеристик поверхности пленки для исследуемого диапазона режимов приведены в таблице 1. Толщина остаточного слоя жидкости уменьшается с ростом скорости газа и слабо растет с увеличением числа Рейнольдса жидкости. Эта величина будет использована для определения продольного размера волны. Характерная скорость волн слабо меняется в области малых скоростей газа, а в области высоких скоростей газа линейно растет с повышением скорости газа. Эта величина также возрастает при увеличении числа Рейнольдса жидкости. Впоследствии эта величина будет использоваться при соединении помеченных точек. Характерная длина волны заметно снижается при повышении скорости газа. Эта величина будет использоваться при сглаживании пространственных записей толщины пленки для повышения эффективности метода идентификации.

В основе метода Кэнни поиска границ на изображениях лежит определение точек максимального отклика сигнала на Гауссов фильтр (Canny, 1986). В данной работе используется метод Кэнни со стандартными параметрами (порог по амплитуде варьируется в диапазоне от 0,4 до 1; стандартное отклонение Гауссова фильтра равно единице).

При применении к пространственно-временным записям толщины пленки, метод помечает точки максимального наклона поверхности пленки. В процессе тестирования метода было определено, что эффективность метода может быть улучшена двумя способами:

- 1) Сглаживанием исходного сигнала. Перед применением метода поиска границ, сигнал сглаживался методом бегущего окна. Размер окна был равен одной десятой от длины волны λ .
- 2) Применением метода не к исходному сглаженному сигналу, а к его первой производной по продольной координате. В этом случае метод помечает локальные максимумы и минимумы поверхности плёнки. Последующая обработка велась только для максимумов. Каждый максимум волны в фиксированный момент времени после применения метода оказывался помечен группой прилежащих друг к другу точек. Дифференцирование и сглаживание применялись только на стадии поиска характеристических линий. После идентификации волн дальнейшая обработка проводилась применительно к исходным записям толщины плёнки.

Полученные отрезки соединялись в характеристические линии. Способ соединения основывался на результатах наблюдений пространственно-временного поведения волн и значении характерной скорости волн, V_c , полученном из кросскорреляционного анализа. Как показали тесты, удвоенное значение V_c может быть безопасно использовано в качестве оценки сверху скорости любой из первичных волн. Для каждого из отрезков, помечающих максимум волны в фиксированный момент времени, проводился поиск помеченного отрезка в предшествующий момент времени, лежащего в интервале возможных смещений, соответствующих скорости от 0 до $2V_c$. Если в интервале находилось несколько разделенных отрезков, выбирался отрезок, соответствующий минимальному смещению (и минимальной скорости волны). На последующих шагах по времени диапазон смещений корректировался путем подстановки текущей скорости смещения вместо V_c . Условием прекращения поиска было либо отсутствие помеченных отрезков в интервале поиска, либо достижение краев матрицы. После завершения процедуры соединения удалялись все линии с очень коротким временем жизни, которые возникали вследствие наличия шумов и не являлись характеристическими линиями волн.

Следующим шагом было разделение полученных характеристических линий на линии первичных и вторичных волн. Как было отмечено, первичные волны характеризуются большими значениями скорости и времени жизни по сравнению с вторичными волнами. Произведение этих двух параметров соответствует расстоянию, на котором наблюдается данная

волны (эта величина для краткости может быть названа "длиной жизни"). Для проверки этого критерия было проведено измерений скорости, высоты и продольного размера волн в зависимости от длины жизни при фиксированных параметрах течения. Пример такой зависимости для одной из комбинаций расходов жидкости и газа приведен на рис. 3.10. В качестве критерия разделения волн на первичные и вторичные было выбрано значение длины жизни 3 сантиметра (единое для всех режимных параметров). На рисунке 3.11 представлен фрагмент пространственно-временной записи толщины пленки с помеченными характеристическими линиями первичных волн.

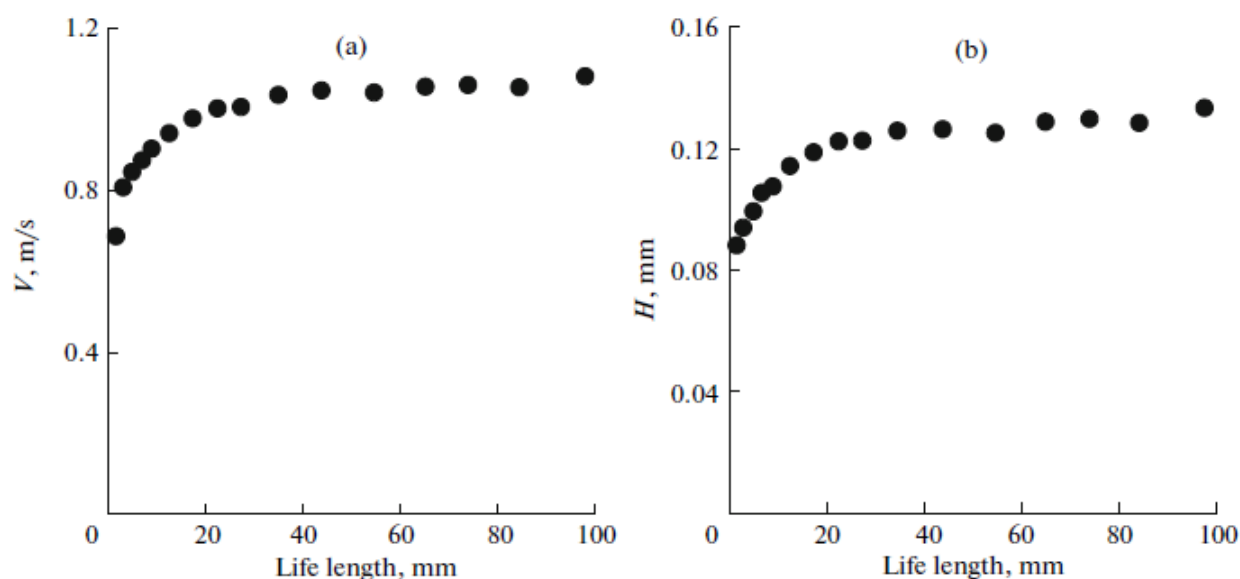


Рис. 3.10. Зависимость скорости (a) и амплитуды (b) волн от длины жизни. $Re_L = 40$, $V_G = 44$ м/с.

Поиск характеристических линий вторичных волн затрудняется их существенно меньшей амплитудой по сравнению с первичными волнами. Для повышения эффективности поиска в матрицах толщин плёнки были выделены подобласти, заключенные между характеристическими линиями первичных волн, с целью ограничить диапазон толщин плёнки в обрабатываемой области значениями, характерными для вторичных волн. После этого метод идентификации был применен к каждой из подобластей, окруженных равномерным полем толщины пленки $H=H_{\text{sub}}$. Полученные в результате линии соответствовали характеристическим линиям вторичных волн (см. рис. 3.12).

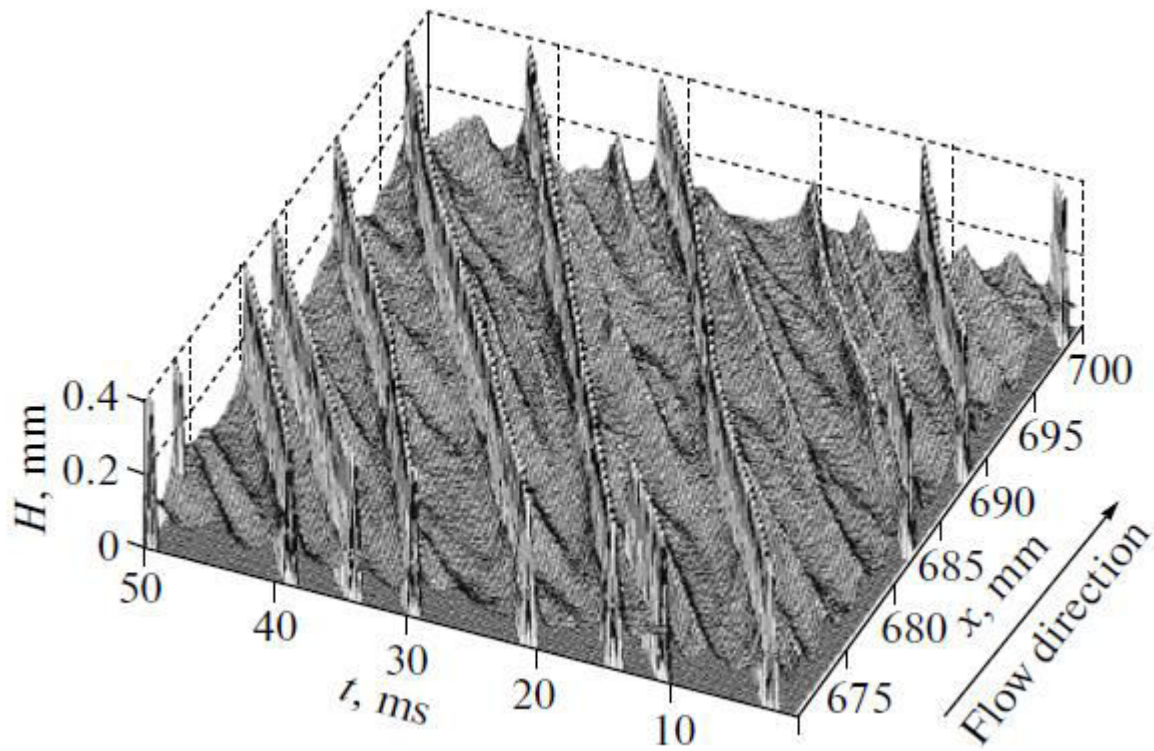


Рис. 3.11. Характеристические линии первичных волн. $Re_L = 40$, $V_G = 36$ м/с.

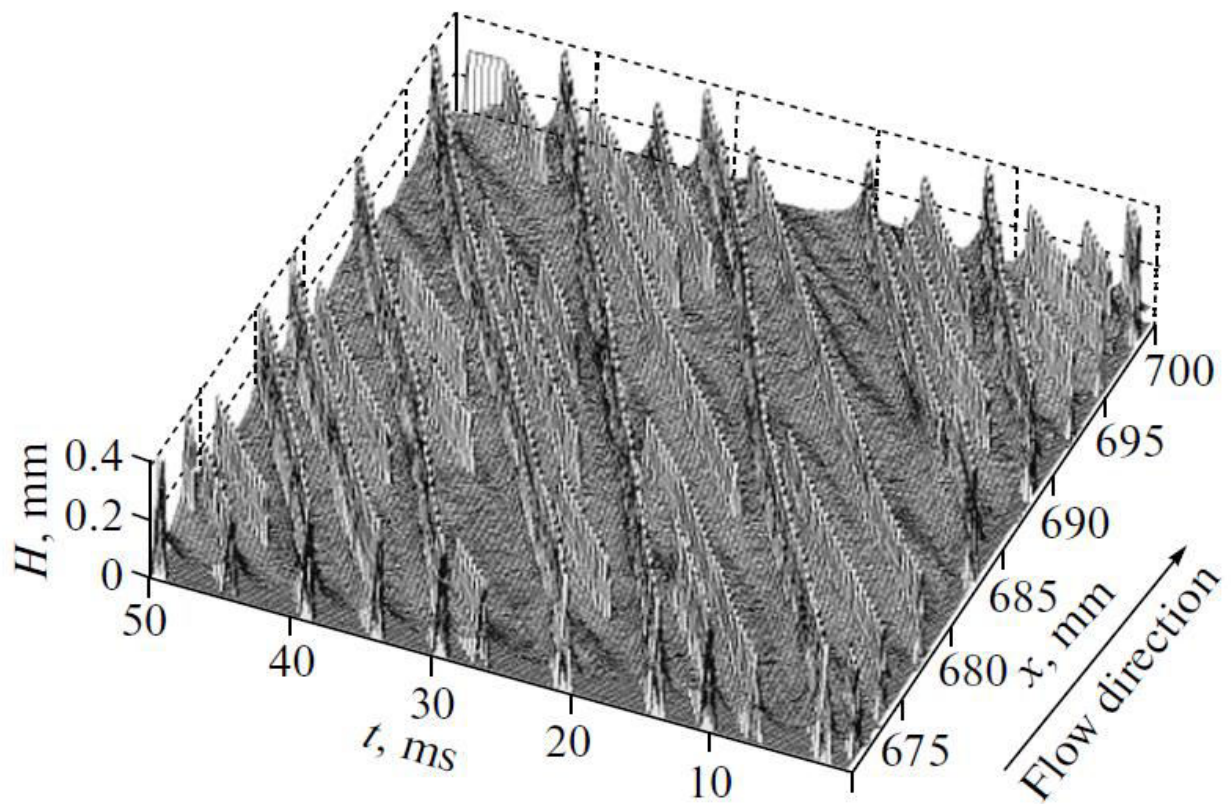


Рис. 3.12. Характеристические линии первичных и вторичных волн. $Re_L = 40$, $V_G = 36$ м/с.

Как показали наблюдения, метод не в состоянии проследить эволюцию вторичной волны назад во времени вплоть до точки ее возникновения. С этой целью была проведена дополнительная процедура поиска положения каждой вторичной волны назад во времени. Поиск начинался с начала найденной характеристической линии вторичной волны. Вторичная волна идентифицировалась в предшествующий момент времени, если в интервале ее возможного пространственного положения существовала достаточно протяженная область отрицательной второй производной локальной толщины пленки по продольной координате. В качестве дополнительного критерия использовалось отсутствие перекрытия данной области отрицательной второй производной с соответствующей областью первичной волны. Процесс генерации вторичных волн и применение метода продолжения характеристической линии вторичной волны назад во времени показан на рис. 3.13. На этом рисунке представлены мгновенные профили поверхности плёнки жидкости, полученные с интервалом 0,5 мс. Волны движутся слева направо. Вторичная волна визуально различима уже в момент времени $t=0$; однако, метод идентификации характеристических линий пометил ее только в момент $t=2,5$ мс. Вспомогательная процедура позволила проследить эту вторичную волну до момента $t=1$ мс.

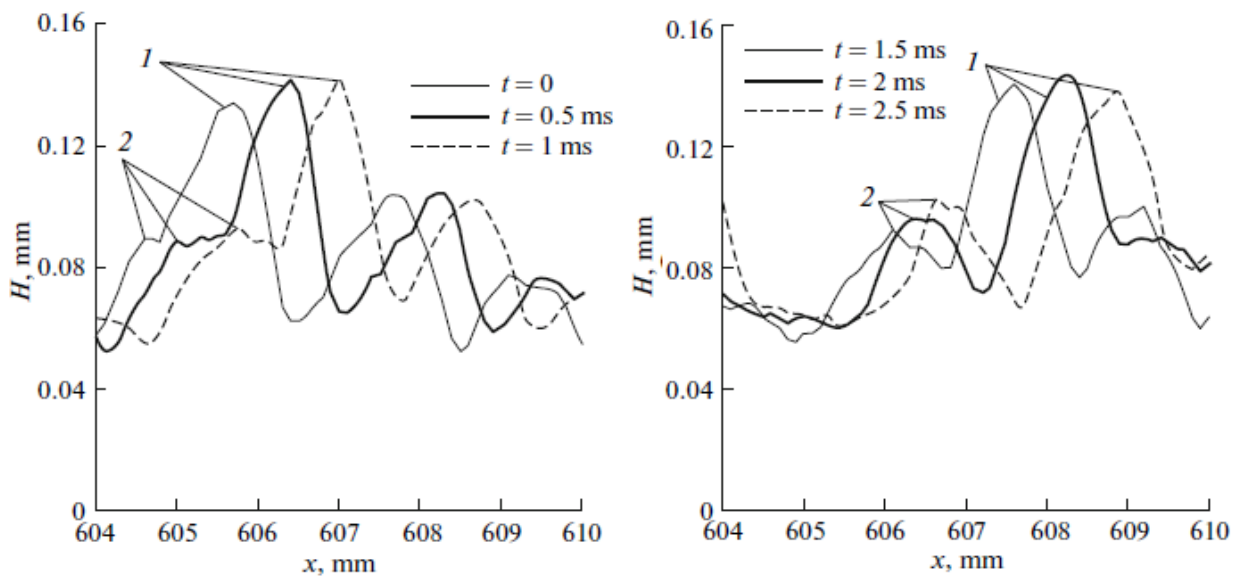


Рис. 3.13. Процесс генерации вторичных волн. Цифрами показаны: первичная волна (1) и генерируемая вторичная волна (2). $Re_L = 40$, $V_G = 36$ м/с.

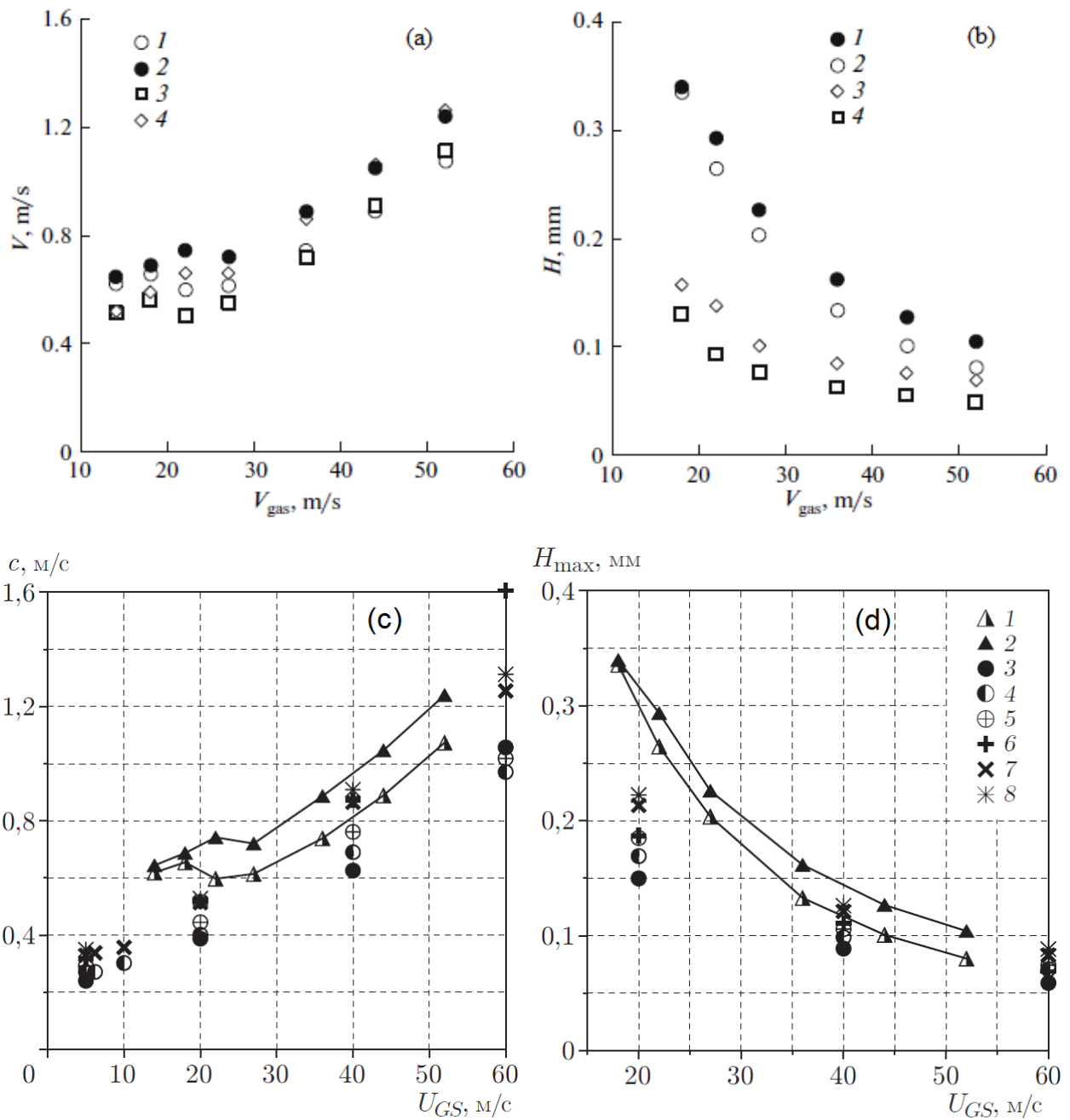


Рис. 3.14. (а) Зависимость средней скорости первичных волн от скорости газа: (1) $Re_L = 20$; (2) $Re_L = 40$. Для сравнения представлены данные, полученные кросскорреляционным методом: (3) V_c ($Re_L = 20$); and (4) V_c ($Re_L = 40$); (б) Зависимость средней высоты первичных волн от скорости газа: (1) $Re_L = 40$; (2) $Re_L = 20$; и толщину остаточного слоя (3) H_{sub} ($Re_L = 40$); и (4) H_{sub} ($Re_L = 20$). Сравнение измеренной скорости (с) и высоты (д) первичных волн с расчетами Ю.Я. Трифонова (Трифонов, 2013). Символы (1-2) те же, что на рис. (а) и (б); символы (3-8) соответствуют трем различным решениям для двух чисел Рейнольдса жидкости.

На рисунке 3.14 представлены результаты измерений скорости (а) и высоты (б) первичных волн. Скорость каждой волны определялась как отношение длины жизни к времени жизни (т.е.,

как отношение смещения волны в пространстве к смещению во времени). Средняя скорость первичных волн линейно возрастает с увеличением скорости газа в области высоких скоростей газа ($V_G \geq 27$ м/с) и практически не зависит от скорости газа в области $V_G < 27$ м/с. Скорость первичных волн также возрастает с увеличением числа Рейнольдса жидкости. Скорость, определяемая по кросскорреляционной функции, хорошо соответствует измеренной средней скорости первичных волн.

Высота первичных волн в фиксированный момент времени определялась как толщина пленки на гребне волны. Эта величина усреднялась по траектории волны, а затем производилось осреднение по всем первичным волнам. Средняя высота первичных волн сильно уменьшается с ростом скорости газа и незначительно растет с ростом числа Рейнольдса жидкости. Толщина остаточного слоя жидкости между первичными волнами уменьшается с ростом скорости газа значительно слабее; соответственно, амплитуда первичных волн (их возвышение над поверхностью остаточного слоя) падает с ростом скорости газа еще сильнее, чем их высота.

На рис. 3.14 (с, d) приведено сравнение измеренных характеристик первичных волн с расчетами Ю.Я. Трифонова (Трифонов, 2013), проведенными с использованием решения полного уравнения Навье-Стокса в жидкой фазе. Модель хорошо воспроизводит зависимость свойств волн от параметров течения. Количественно модель незначительно занижает скорости и амплитуды волн по сравнению с экспериментом.

На рисунке 3.15 приведены результаты измерений среднего продольного размера первичных волн и координаты точки возникновения вторичных волн. Для каждой первичной волны в каждый момент времени определялись координаты начала, гребня и конца волны. Координата гребня определялась по положению максимума толщины пленки вдоль волны, а координаты начала и конца - как точки первого пересечения профиля поверхности с уровнем толщины остаточного слоя при движении от гребня вниз и вверх по потоку, соответственно. Таким образом, расстояние от начала волны до ее гребня соответствует длине переднего склона волны, L_f , а расстояние от гребня до конца волны - длине заднего склона, L_b . Для каждой волны определялось среднее значение длины переднего и заднего склонов путем осреднения по траектории, после чего проводилось осреднение по всем волнам. Обе величины (на рис. 3.15 отложены значения L_f и $L_f + L_b$, последнее соответствует полному продольному размеру волны) уменьшаются со скоростью газа и слабо зависят от расхода жидкости.

Координата точки возникновения вторичной волны определялась в самый ранний момент времени, до которого удавалось проследить данную волну, как расстояние от координаты максимума вторичной волны до координаты начала первичной волны вниз по потоку. Данные измерений подтверждают, что область возникновения вторичных волн всегда находится на заднем склоне первичных волн. Данные по среднему положению точки возникновения

дополнены информацией о стандартном отклонении координат возникновения вторичных волн. Величина стандартного отклонения заметно меньше длины заднего склона первичной волны. Следует отметить, что измеренная координата зарождения вторичных волн может быть несколько завышенной (т.е., вторичные волны могут зарождаться ближе к гребню первичной волны, чем следует из результатов измерений). Это связано с малой амплитудой вторичной волны в первые моменты после ее возникновения, что затрудняет процедуру отслеживания вторичных волн.

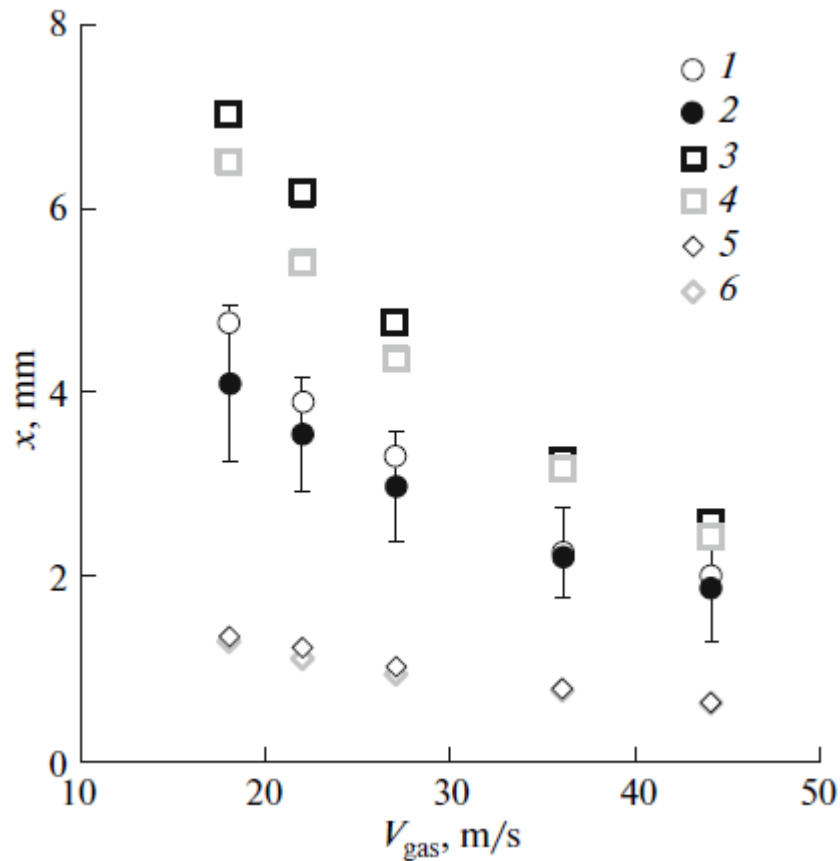


Рис. 3.15. (1, 2) Координата точки возникновения вторичных волн. (3, 4) полная длина первичных волн; (5, 6) длина переднего склона первичных волн. $Re_L = 20$ (1, 3, 5), $Re_L = 40$ (2, 4, 6).

В среднем процедура упускает примерно одну миллисекунду времени жизни вторичной волны. За время dt вторичная волна может отстать от породившей ее первичной волны на расстояние $(V_p - V_s) dt$, где V_p и V_s - скорости первичных и вторичных волн. Для самых высоких скоростей газа завышение относительной координаты возникновения вторичной волны может достигать 0,6 мм, что сравнимо с величиной стандартного отклонения.

3.3. Подобие спектральной структуры пленки жидкости

Описанный в предыдущем пункте метод автоматической идентификации характеристических линий первичных и вторичных волн пропускает часть волн и по этой причине не может быть использован для измерения частоты волн. Для решения этой задачи применен спектральный метод анализа пространственно-временных записей толщины пленки, который позволяет не только оценить частоту следования волн, но и осуществить более полное исследование структуры пространственных и временных записей толщины пленки.

Исследование спектральной структуры волновой поверхности пленки жидкости в режимах без уноса жидкой фазы проводилось в опускном течении в цилиндрических каналах диаметром 11,7 мм и 15 мм, при трех значениях вязкости рабочей жидкости: 1.15 сСт (вода при температуре 17 °C), 1.5 сСт (водоглицериновый раствор ВГР1) и 1.9 сСт (водоглицериновый раствор ВГР2), на расстояниях в 40-45 диаметров канала от входа в канал. Числа Рейнольдса жидкости варьировались в диапазоне 16-40, а среднерасходные скорости газа - 18-60 м/с. Для каждой комбинации условий эксперимента записывалось по крайней мере две реализации длительностью 2 секунды. Измерения проводились в области длиной 12 см с пространственным разрешением 0,2 мм / пиксель. Частота съемки составляла 5 кГц. Также проводились дополнительные измерения усредненного по времени перепада давления, что позволяет оценить величину межфазного трения. Помимо спектрального метода обработки, применялись кросскорреляционный анализ записей толщины пленки и алгоритм автоматической идентификации волн, описанные выше.

Измерительная система позволяет получать спектры мощности как временных, так и пространственных записей толщины пленки. Спектры мощности были получены при помощи стандартного быстрого преобразования Фурье. Для каждой записи можно получить 600 временных спектров (по количеству пикселей, измеряющих толщину пленки в рабочей области) и 10000 пространственных спектров (по количеству моментов времени, в которые были получены мгновенные профили толщины пленки вдоль области измерений). Сравнение между собой локальных временных спектров, полученных на разных расстояниях от входа в канал, в одних и тех же условиях эксперимента, не выявило выраженного влияния расстояния на характеристики спектра. Аналогичный и более ожидаемый вывод был сделан при сравнении мгновенных пространственных спектров, полученных в разные моменты времени. Поэтому дальнейшему анализу подвергались временные спектры, полученные осреднением спектров сигнала во всех пространственных точках, и пространственные спектры, полученные осреднением всех спектров сигнала, полученных в разные моменты времени. Такая процедура позволяет существенно снизить влияние погрешности, вызванной шумом камеры.

Примеры пространственных и временных спектров сигнала для различных скоростей газа приведены на рис. 3.16. И пространственные, и временные спектры имеют один выраженный "горб" с длинным экспоненциально затухающим "хвостом". При повышении скорости газа частота максимальной мощности сдвигается в сторону больших значений, а величина мощности этой гармонике и суммарная мощность спектра сигнала падает. Оба наблюдения хорошо согласуются с поведением частоты следования и амплитуды волн, соответственно.

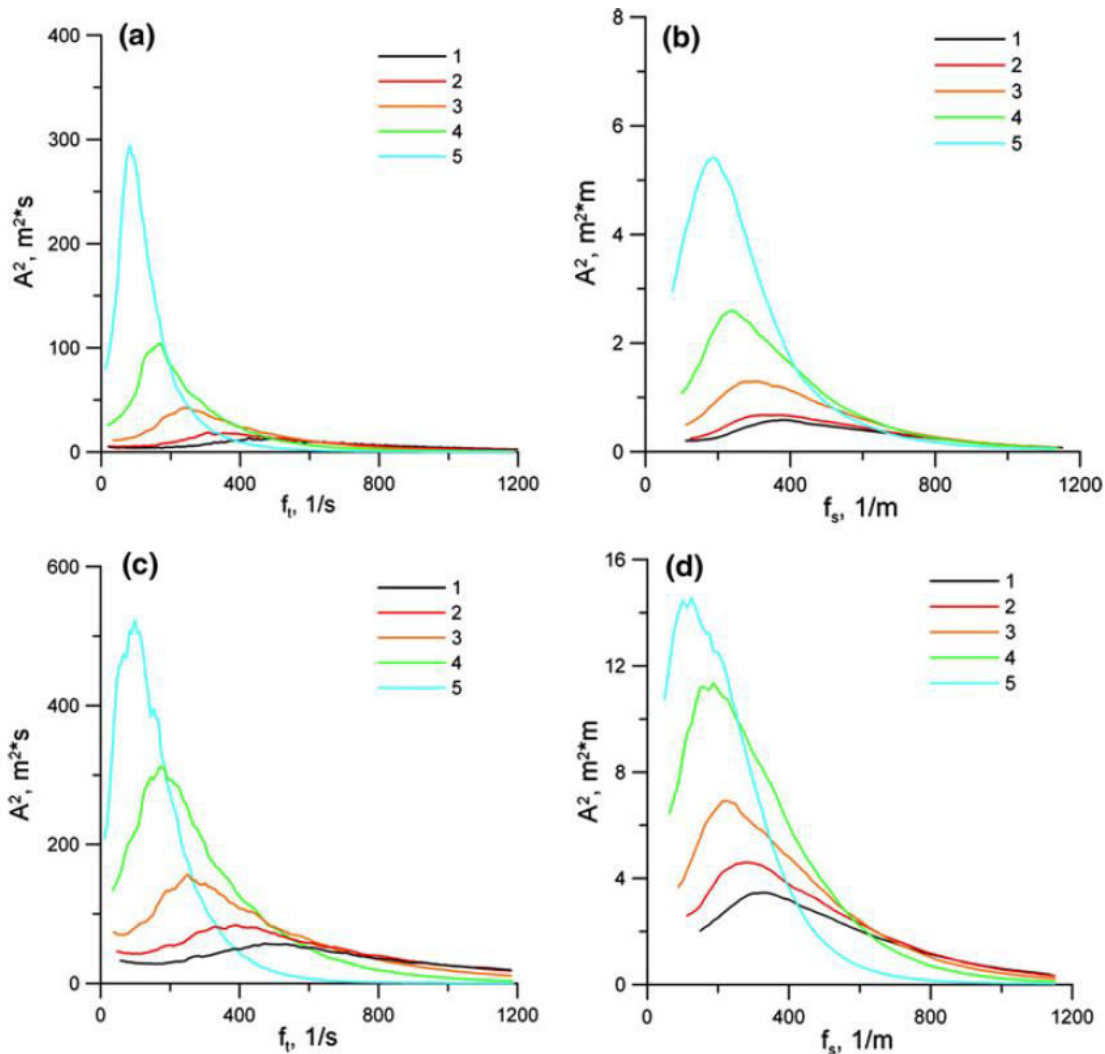


Рис. 3.16. Спектры мощности временных (а, с) и пространственных (b, d) записей толщины пленки жидкости. $d = 15$ мм. $Re_L = 20$, вода (а, b); $Re_L = 40$, ВГР2 (с, d). 1 $V_G = 58$ м/с; 2 $V_G = 52$ м/с; 3 $V_G = 44$ м/с; 4 $V_G = 36$ м/с; 5 $V_G = 27$ м/с.

Для достоверности спектрального анализа требуется, чтобы период опроса был много меньше периода исследуемого сигнала, а длина записи - много больше периода исследуемого сигнала (применимо как к временным, так и к пространственным записям). На рисунке 3.17 представлены примеры временных и пространственных записей толщины пленки. На рис. 3.17(а, b) представлены записи с самой высокой скоростью газа и, соответственно, самыми

короткими волнами. Экспериментально измеренные значения толщины пленки показаны кружками. Видно, что частота опроса достаточно высока даже для самых высоких значений скорости газа. Примеры записей при низкой скорости газа представлены на рисунке 3.17(с, d). Типичная длина волны много меньше длины записи (2 секунды для временных и 12 см для пространственных записей).

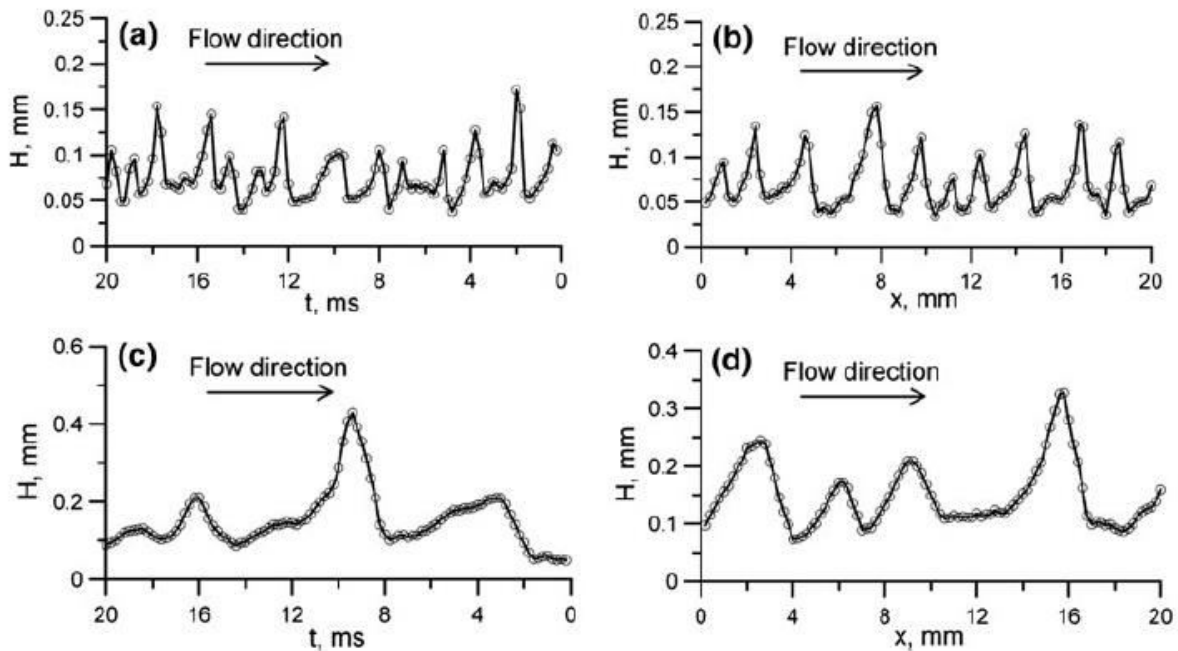


Рис. 3.17. Примеры временных (а, с) и пространственных (b, d) записей толщины пленки с отмеченными экспериментальными точками. ВГР1, $Re_L = 40$. $V_G = 58$ м/с (а, b); $V_G = 27$ м/с (с, d).

Оценка частоты волн на основе измерения частоты максимума в спектре является одним из стандартных и широко используемых методов измерения частоты волн возмущения в режимах с уносом жидкости в дисперсную фазу (Azzopardi, 1986; Wolf et al., 2001; Belt et al., 2010). До настоящего времени таких исследований не проводилось для режимов без уноса, по крайней мере, с применением методов, обладающих достаточно высоким пространственным и временным разрешением. На рисунке 3.18(а) представлены результаты измерений частоты, соответствующей максимуму в спектре мощности временных записей толщины пленки, $f_{\max}$. Частота возрастает примерно пропорционально квадрату скорости газа. Влияние числа Рейнольдса жидкости и вязкости рабочей жидкости на частоту выражено слабо. На рис. 3.18(б) представлено сравнение частот в трубах различного диаметра. Уменьшение диаметра трубы приводит к небольшому понижению частоты в области высоких скоростей газа.

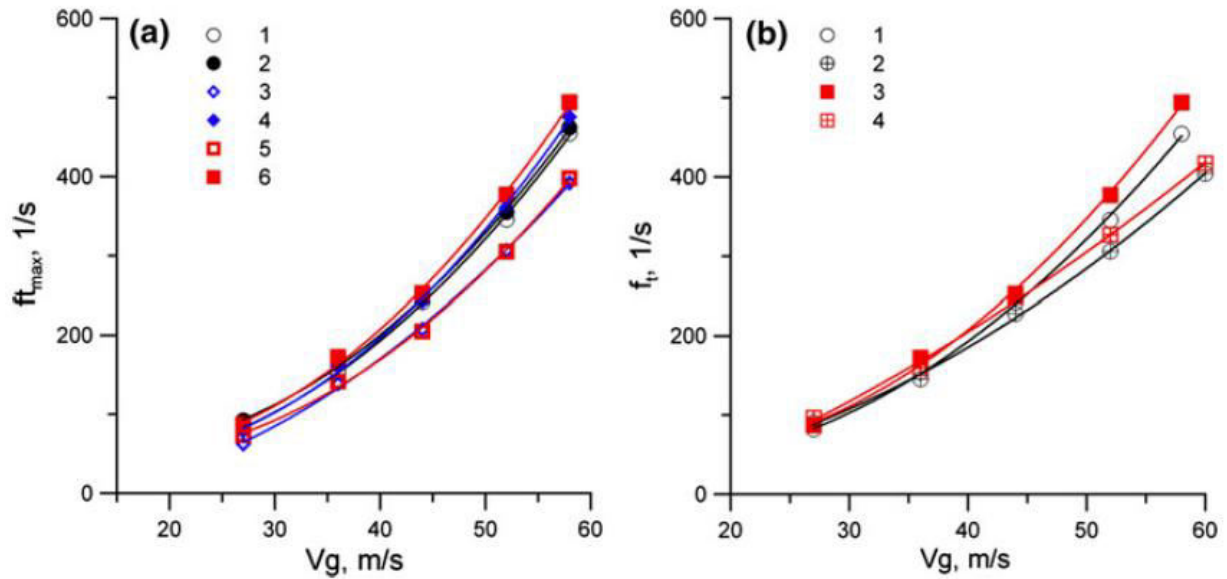


Рис. 3.18. Частота максимума во временном спектре записей толщины пленки. (a) $d = 15$ мм. $Re_L = 20$ (1, 3, 5); $Re_L = 40$ (2, 4, 6). Вода (1–2); ВГР1 (3–4); ВГР2 (5–6). (b) $d = 15$ мм (1, 3); $d = 11.7$ мм (2, 4). $Re_L = 20$, вода (1–2); $Re_L = 40$, ВГР2 (3–4).

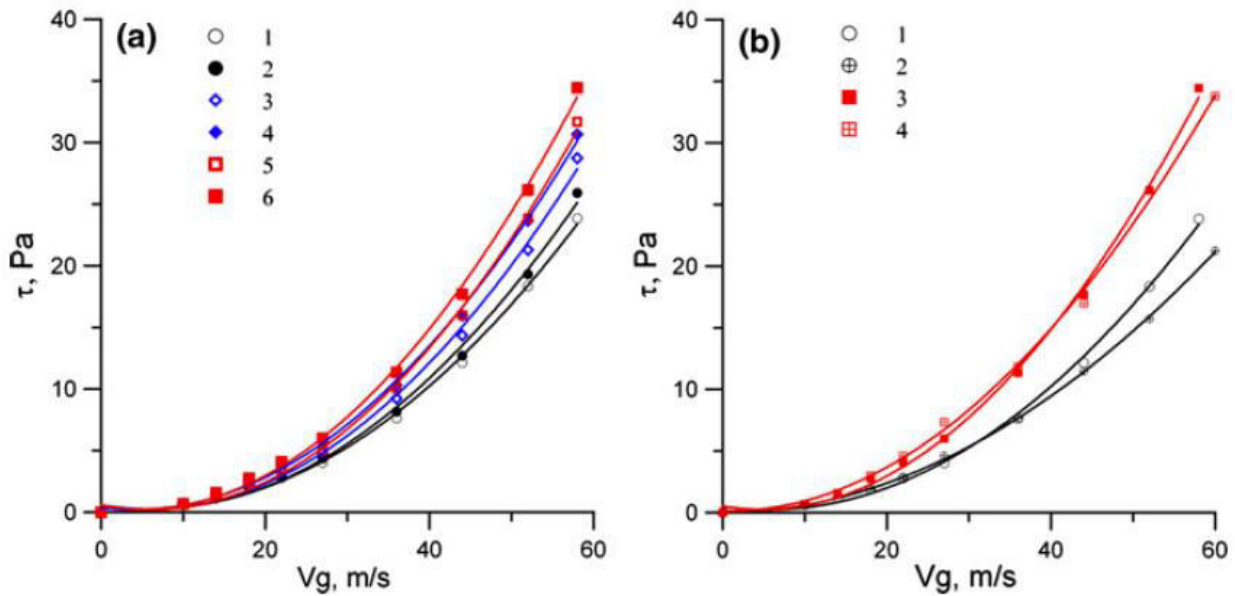


Рис. 3.19. Среднее по времени межфазное трение. (a) $d = 15$ мм. $Re_L = 20$ (1, 3, 5); $Re_L = 40$ (2, 4, 6). Вода (1–2); ВГР1 (3–4); ВГР2 (5–6). (b) $d = 15$ мм (1, 3); $d = 11.7$ мм (2, 4). $Re_L = 20$, вода (1–2); $Re_L = 40$, ВГР2 (3–4).

Зависимость частоты максимума в спектре от параметров течения сходна с зависимостью величины межфазного трения от этих же параметров. Результаты измерения межфазного трения представлены на рис. 3.19. Величина τ растет приблизительно как квадрат скорости газа и слабо увеличивается с ростом Re_L и ν , хотя зависимость выражена сильнее, чем в случае

частоты (рис. 3.19а). Межфазное трение в каналах разного диаметра различается незначительно и лишь в области высоких скоростей газа (рис. 3.19б). Измеренные значения межфазного трения удовлетворительно описываются корреляцией Wallis'a (см., напр., Belt et al. 2009). Из сходства зависимостей, представленных на рисунках 3.18 и 3.19, можно заключить, что величина межфазного трения является основным параметром, определяющим величину $f_{t_{\max}}$.

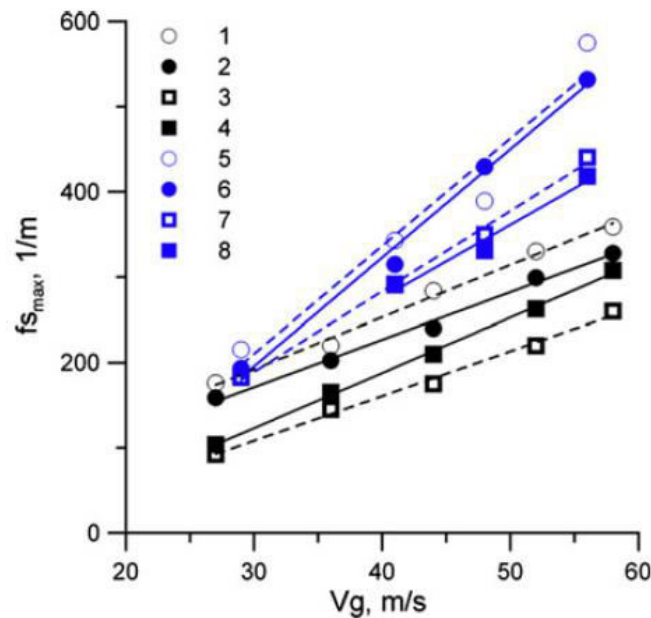


Рис. 3.20. Частота максимума в пространственном спектре сигнала. (а) $d = 15$ мм. Данная работа (1–4), Asali & Hanratty, 1993 (5–8). Жидкость: вода (1, 2, 5, 6), ВГР2 (3, 4, 7, 8). $Re_L = 20$ (1, 3), $Re_L = 40$ (2, 4), $Re_L = 22$ (5, 7), $Re_L = 35$ (6, 8).

Данные по частоте максимума в пространственном спектре, $f_{s_{\max}}$, представлены на рис. 3.20. Черными символами показаны значения $f_{s_{\max}}$, измеренные в данной работе в канале диаметром 15 мм для двух рабочих жидкостей. В отличие от временной частоты, пространственная частота линейно растет со скоростью газа. Повышение числа Рейнольдса жидкости и вязкости жидкости приводит к незначительному уменьшению $f_{s_{\max}}$. Насколько известно автору, спектры пространственных записей толщины пленки жидкости ранее не исследовались. Наиболее близким материалом для сравнения является работа Asali & Hanratty (1993). В этой работе приведены данные по расстоянию между волнами ряби в режимах без уноса жидкости, которое измерялось путем прямого подсчета количества волн на фотографиях поверхности пленки. На основе приведенных данных по длине волны можно рассчитать пространственную частоту волн. Полученные зависимости (показаны синими символами на рис. 3.20) также демонстрируют линейный рост пространственной частоты волн со скоростью газа и сходную

зависимость от Re_L и ν . В то же время, величина fs и наклон ее зависимости от V_g заметно выше в данных Asali & Hanratty.

На рис. 3.21. представлены результаты измерений средней скорости волн для двух комбинаций Re_L и ν . Синими символами показаны значения средней скорости первичных волн, измеренных напрямую алгоритмом автоматической идентификации, описанным в 3.2, по наклону характеристической линии к оси времени. Красными символами показано значение скорости, измеренное кросскорреляционным методом (также см. 3.2). Эти две величины достаточно хорошо соответствуют друг другу. Черными символами показано отношение $ft_{\max}/fs_{\max}$. Величина этого отношения весьма близка к измеренной различными способами средней скорости первичных волн. На основании этого можно заключить, что величины $ft_{\max}$ и $fs_{\max}$ характеризуют именно первичные волны. Это объясняет расхождение с результатами Asali & Hanratty (1993): при прямом подсчете числа волн не учитывается, что волны с различной длиной волны имеют разную амплитуду (и энергию). Так, скорее всего, в работе Asali & Hanratty подсчитывалось количество всех волн - и первичных, и вторичных, - поскольку разделения на типы волн в этой работе не проводилось.

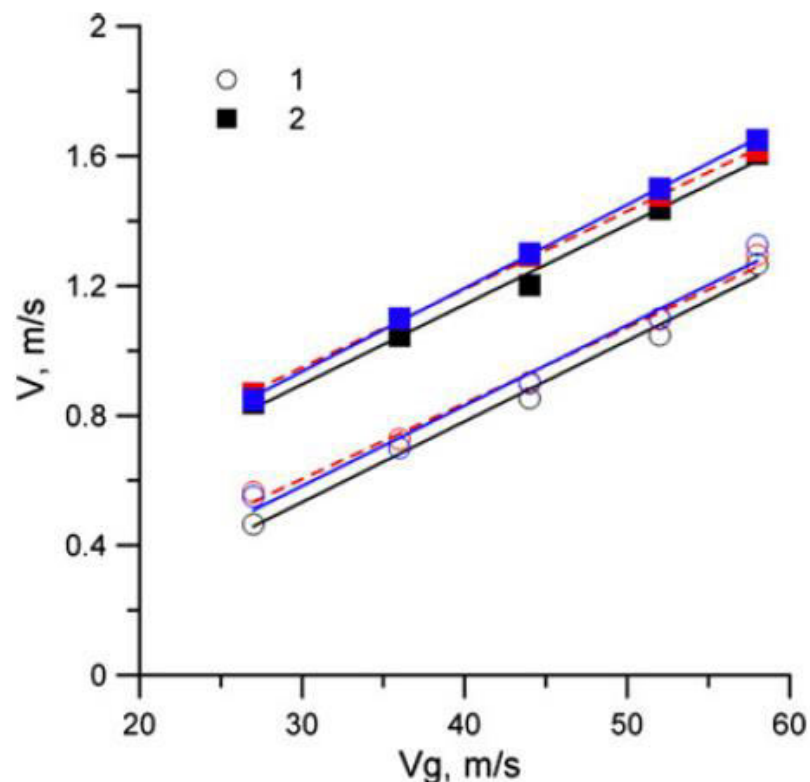


Рис. 3.21. Сравнение скорости первичных волн (красные символы), скорости, измеренной кросскорреляционным методом (синие символы) и скорости, измеренной спектральным методом (черные символы). $d = 15$ мм. (1) Вода, $Re_L = 20$; (2) ВГР2, $Re_L = 40$.

Для сравнения формы спектров мощности в различных экспериментальных условиях, каждый спектр, $A^2(f)$, был приведен в безразмерный вид, $A_N^2(f_N)$, посредством линейной нормировки по ординате и абсциссе. Здесь f может означать как временную, так и пространственную частоту; процедура нормировки одинакова для пространственных и временных спектров. Нормировка осуществляется следующим образом:

$$A_N^2(f_N) = \frac{A^2\left(\frac{f}{f_{max}}\right)}{A^2(f_{max})}. \quad (3.1)$$

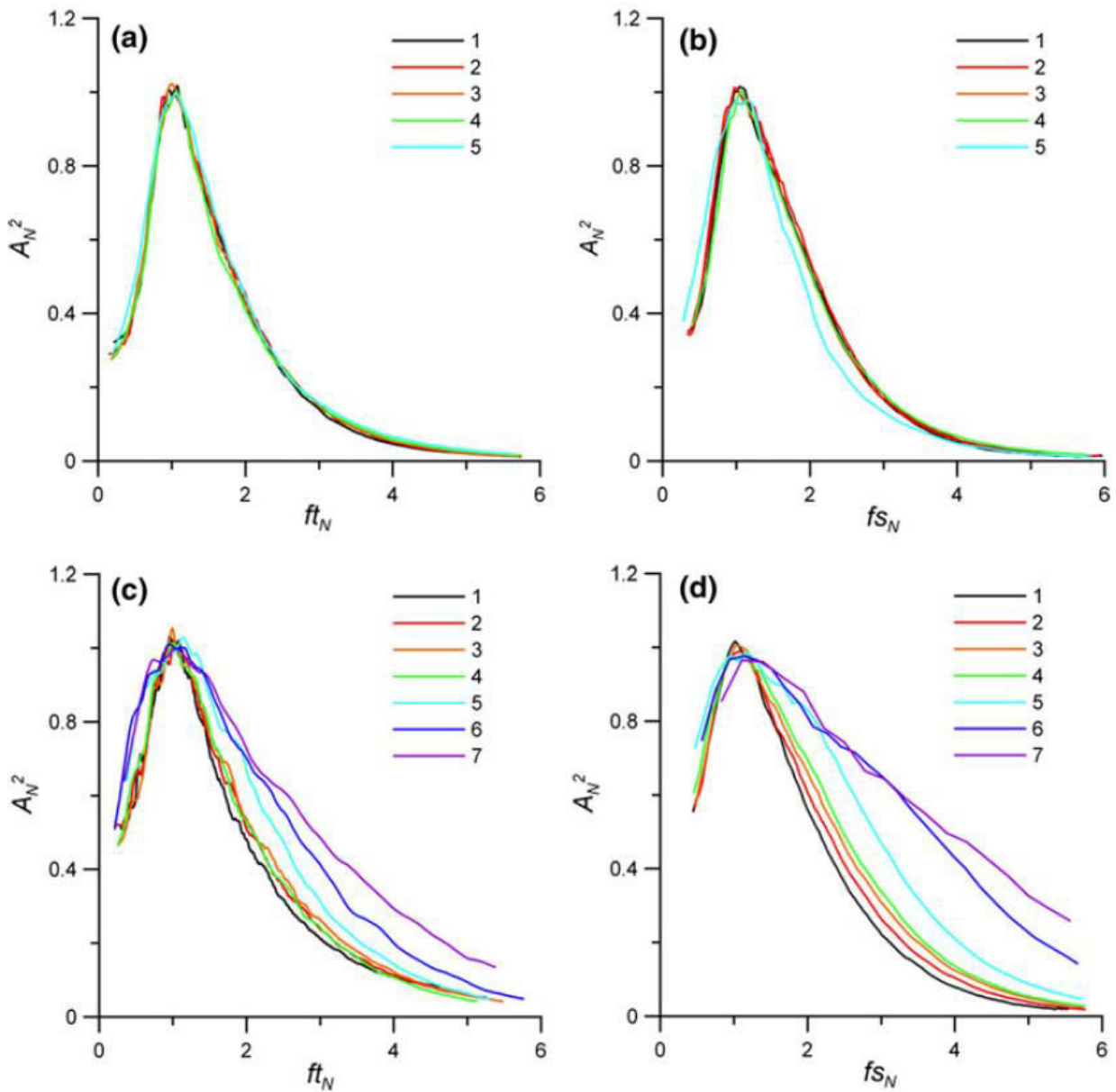


Рис.

3.22. Нормированные временные (а, с) и пространственные (b, d) спектры записей толщины пленки. $d = 15$ мм. Вода, $Re_L = 20$ (а, b); ВГР2, $Re_L = 40$ (с, d). (1) $V_G = 58$ м/с; (2) $V_G = 52$ м/с; (3) $V_G = 44$ м/с; (4) $V_G = 36$ м/с; (5) $V_G = 27$ м/с; (6) $V_G = 22$ м/с; (7) $V_G = 18$ м/с.

Результаты нормировки представлены на рис. 3.22. Интересной и неожиданной особенностью спектров мощности является их подобие: нормированные спектры практически совпадают в широком диапазоне скоростей газа. Таким образом, можно говорить об универсальном характере спектральной структуры пленки жидкости. Эта универсальная зависимость определяется двумя параметрами: частотой и энергией максимума в спектре. В первом приближении эти величины соответствуют частоте и амплитуде первичных волн. С учетом обнаруженного подобия, энергия максимума может быть заменена полной энергией спектра.

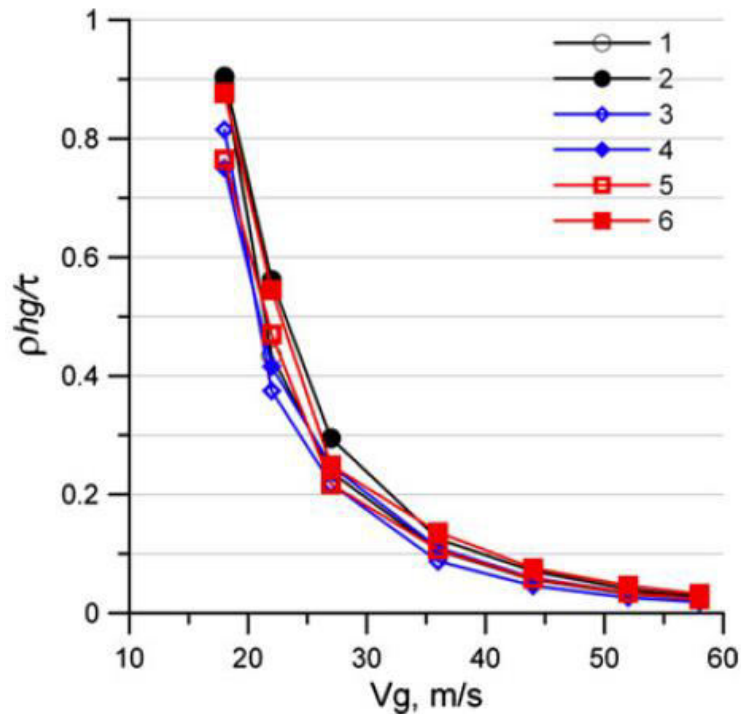


Рис. 3.23. Отношение силы тяжести к межфазному трению. $d = 15$ мм. $Re_L = 20$ (1, 3, 5); $Re_L = 40$ (2, 4, 6). Вода (1–2); ВГР1 (3–4); ВГР2 (5–6).

Режимные границы области, в которой наблюдается подобие, ограничено диапазоном сравнительно высоких скоростей газа. Примеры отклонения от универсальной зависимости можно наблюдать на рисунках 3.22 (с-d). Предположительно, универсальная форма наблюдается в том случае, если воздействие силы тяжести, характеризуемое величиной ρgh (где h - средняя толщина пленки), много меньше касательного напряжения трения со стороны газа, τ , а отклонение наблюдается вследствие проявления влияния силы тяжести. Отклонение от универсальной формы начинается при скоростях газа 22-27 м/с, что соответствует отношению $\rho gh/\tau$ в интервале 0,2-0,4 (рис. 3.23). Можно заключить, что для $\rho gh/\tau < 0,2$ влиянием силы тяжести можно пренебречь. В частности, это означает, что в данном диапазоне режимов ($V_g > 27$ м/с) можно ожидать отсутствия разницы в характеристиках течения между опускающим и восходящим потоком. Интересно заметить, что, согласно линейному анализу устойчивости

обдуваемых газом плёнок жидкости, влиянием силы тяжести можно пренебречь при $\rho gh/\tau < 0,3$ (Aktershev & Alekseenko, 1996), и это значение хорошо совпадает со значением, полученным в данных экспериментах.

Как было отмечено выше, высокочастотная часть спектра может быть описана затухающей экспоненциальной функцией:

$$A_N^2(f_N) = ae^{bf_N}. \quad (3.2)$$

Такая зависимость наблюдается в широком диапазоне частот, $2 < f_N < 4$, и, в ряде случаев, за его пределами. Экспоненциальный характер зависимости можно наблюдать на рисунке 3.24, на котором спектры представлены в полулогарифмическом масштабе. Этот результат в некоторой степени противоречит результатам работы Belt et al. (2010). Хотя в этой работе рассматривались в основном режимы с уносом жидкой фазы и наличием волн возмущения, авторы утверждают, что для частот выше 200 Гц энергия спектра уменьшается пропорционально f^{-4} , включая режимы без волн возмущения. По нашему мнению, это утверждение некорректно вследствие недоучета пространственного разрешения измерительной системы, используемой авторами. В самом деле, рассмотрим характеристики волн ряби для умеренного значения скорости газа, скажем, $V_G = 36$ м/с. Для этих условий скорость волн составляет порядка 0,7 м/с (см. рис. 3.21, данные для воды), и длина волны, соответствующая частоте в 200 Гц, составит 0,35 см. Эта величина меньше области осреднения сигнала используемыми в работе Belt et al. (2010) датчиков проводимости (примерно $0,6 \times 0,5$ см²). Для этой и более высоких частот измерительная система с таким разрешением будет осреднять сигнал, занижая его амплитуду в $1/\lambda$ раз для двумерных волн и в $1/\lambda^2$ - для трехмерных. Это означает, что энергия спектра будет снижаться как $1/f^2$ и $1/f^4$, соответственно, только за счет пространственного искажения сигнала. Естественно, такое занижение имеет место и в нашей измерительной системе. Оно становится заметным, когда длина волны в 8 раз превышает пространственное разрешение (т.е., $\lambda = 1,5$ мм). Для рассмотренного примера это дает максимальное значение частоты, при которой спектр можно считать свободным от искажений, в 500 Гц, что соответствует $f/f_{\max} \sim 3,5$. Декременты экспоненциальных зависимостей слабо зависят от скорости газа, а их абсолютное значение уменьшается с ростом вязкости жидкости, от -0,9 для воды до -0,6 для ВГР2.

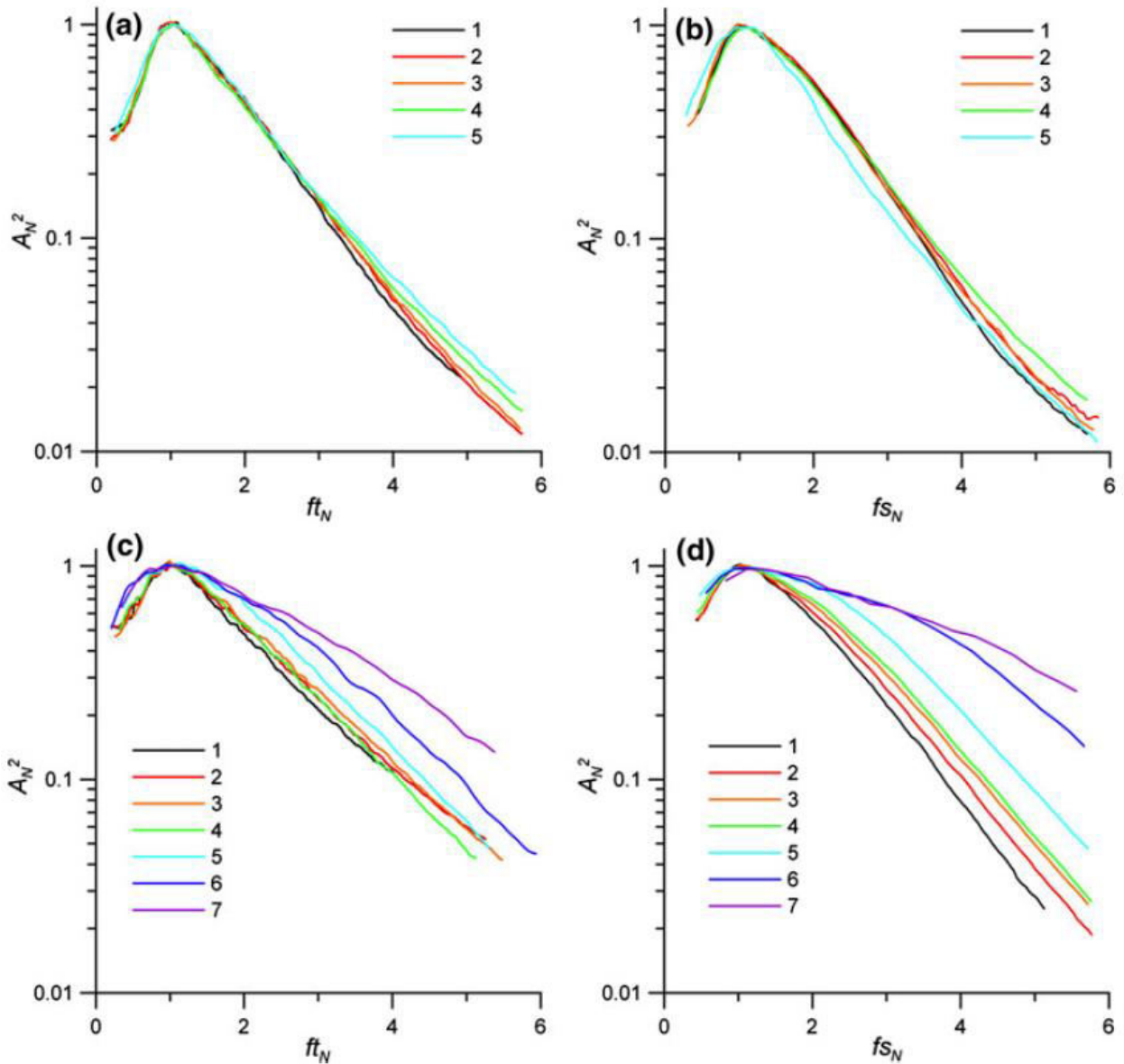


Рис. 3.24. Нормированные временные (а, с) и пространственные (b, d) спектры записей толщины пленки в полулогарифмическом масштабе. $d = 15$ мм. Вода, $Re_L = 20$ (а, b); ВГР2, $Re_L = 40$ (с, d). (1) $V_G = 58$ м/с; (2) $V_G = 52$ м/с; (3) $V_G = 44$ м/с; (4) $V_G = 36$ м/с; (5) $V_G = 27$ м/с; (6) $V_G = 22$ м/с; (7) $V_G = 18$ м/с.

Как было отмечено выше, максимум в спектре с большой вероятностью соответствует частоте первичных волн. Вторичные же волны не соответствуют никакому выделенному пику в спектре сигнала. Для оценки частоты вторичных волн требуется провести дополнительное исследование, сочетающее алгоритм автоматической идентификации характеристических линий первичных волн и спектральный анализ. На рисунке 3.25(а) показан пример идентификации пространственно-временной траектории отдельной первичной волны. После определения такой траектории строится вспомогательная линия, которая в каждый момент времени располагается на фиксированном расстоянии позади траектории гребня первичной

волны. Это расстояние пропорционально средней длине заднего склона первичных волн при данных параметрах течения (см. п. 3.2). На рисунке 3.25(b) показан увеличенный фрагмент рисунка (a), выделенного белым квадратом; вспомогательная линия помечена зеленым. Поскольку вторичные волны существенно нерегулярны, для обработки отбирались участки вспомогательных линий, пересекаемых большим количеством вторичных волн.

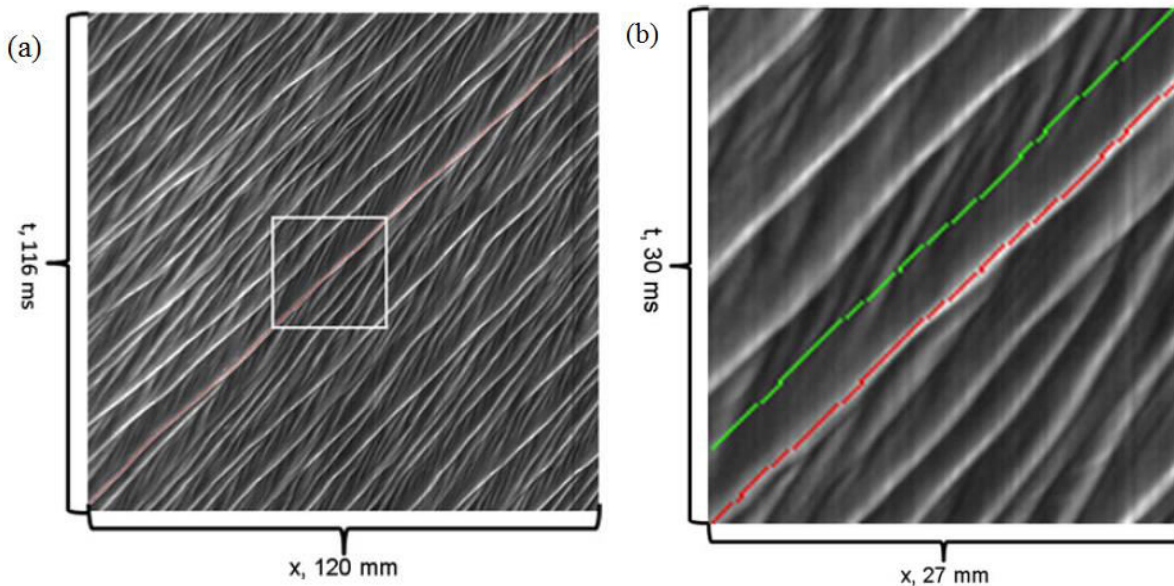


Рис. 3.25. Эволюция локальной толщины пленки жидкости в пространстве и времени. $Re_L = 40$, $V_G = 36 \text{ м/с}$, ВГР1. (a) Полная длина рабочей области. Характеристическая линия первичной волны, найденная при помощи метода автоматической идентификации, показана красным. (b) Увеличенный фрагмент области, выделенной белым квадратом на рисунке (a). Зеленые точки помечают вспомогательную линию за исследуемой первичной волной.

Частота вторичных волн определялась как частота максимума в спектре записи толщины пленки жидкости вдоль вспомогательной линии. Поскольку эта частота измерялась в системе отсчета, движущейся со скоростью первичной волны, необходимо трансформировать ее в частоту в лабораторной системе отсчета с учетом эффекта Допплера. Этот пересчет осуществляется по формуле:

$$f_{lab} = \frac{V_s}{V_s + V_p} f_{mov} \quad (3.3)$$

Здесь V_p - скорость первичной волны (или, точнее, скорость вдоль вспомогательной линии, которую можно рассматривать как приемник сигнала), V_s - скорость вторичных волн, а f_{lab} и f_{mov} - частота в лабораторной и движущейся системах отсчета.

Скорость вторичных волн была измерена при помощи кросскорреляционного анализа между профилями толщины плёнки жидкости вдоль вспомогательной линии и вдоль двух линий, смещенных относительно вспомогательной на небольшое расстояние вперед и назад по x .

Сравнение скорости вторичных волн со скоростью первичных приведено на рис. 3.26(a). Скорость вторичных волн демонстрирует линейный рост с увеличением скорости газа. Ее величина примерно в 2-3 раза ниже скорости первичных волн. Эти данные согласуются с результатами, приведенными на рис. 3.6. Данные по частоте генерации вторичных волн представлены на рисунке 3.26(b). Можно видеть, что частота генерации имеет тот же порядок величины, что и $f_{\max}$, однако эти волны генерируются в очень широком диапазоне частот: даже при измерениях вдоль одной и той же первичной волны частота генерации может меняться в 1,5-2 раза. По этой причине, данные по частоте генерации вторичных волн имеют большой разброс, порядка 50%.

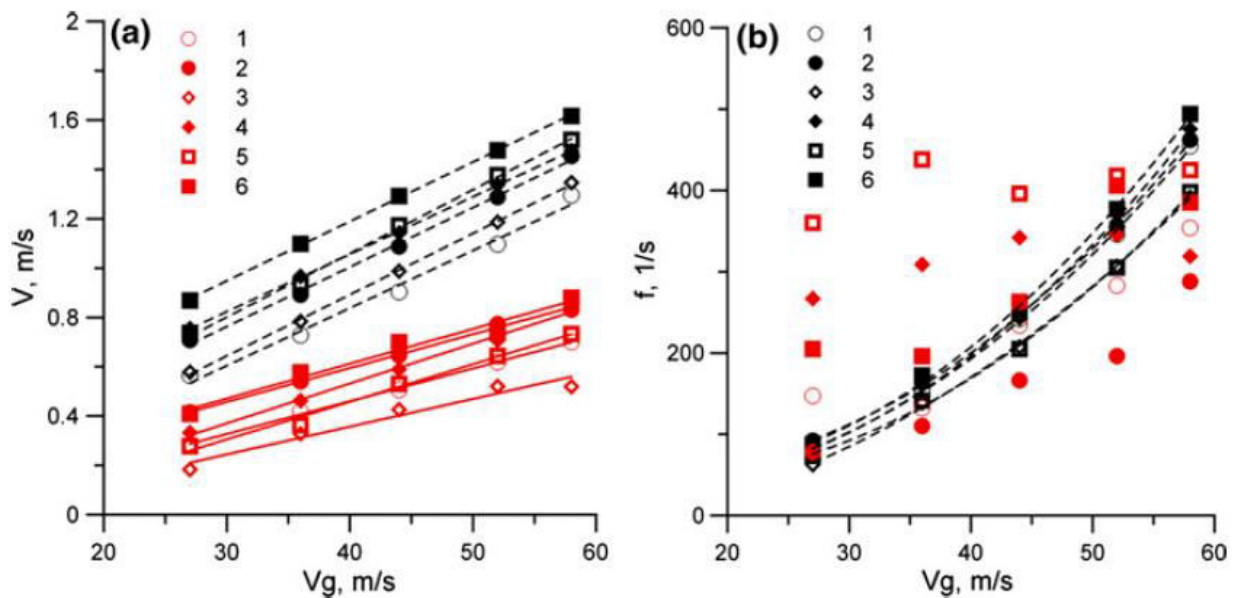


Рис. 3.26. (a) Скорость вторичных волн (красные символы, сплошные линии) и первичных волн (черные символы, пунктирные линии). (b) Частота генерации вторичных волн (красные символы) и частота максимума во временном спектре сигнала (черные символы). $d = 15$ мм. $Re_L = 20$ (1, 3, 5); $Re_L = 40$ (2, 4, 6). Вода (1–2); ВГР1 (3–4); ВГР2 (5–6).

3.4. Моделирование вторичной неустойчивости тонких обдуваемых газом пленок жидкости

Наиболее интересным и новым результатом исследования волновой структуры пленки жидкости в кольцевом течении без уноса жидкой фазы является обнаружение явления генерации вторичных волн на задних склонах первичных волн. Это явление наблюдается систематически в широком диапазоне параметров течения, начиная со скоростей потока газа порядка 10 м/с. Таким образом, наличие высокоскоростного потока газа не только количественно изменяет свойства нелинейных уединенных волн на поверхности пленки жидкости, но и создает участки вторичной неустойчивости на задних склонах этих волн.

Анализ различных модельных приближений, применявшихся в работах других авторов для описания сходных явлений, и сопоставление этих приближений с реалиями течения волновой пленки жидкости в режимах без уноса, позволяет предложить несколько гипотез, объясняющих возникновение такой неустойчивости:

- 1) Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, усиливающаяся на участке более толстого слоя жидкости.
- 2) Поперечная неустойчивость заднего склона либо гребня первичной волны, приводящая к появлению волн меньшего поперечного размера. Согласно Gorokhovski & Herrmann (2008), кольцевые двумерные волны на поверхности обдуваемой газом теряют двумерность благодаря поперечной неустойчивости Рэлея-Тэйлора. Asali & Hanratty (1993) объясняют расхождение между предсказанной ими длиной волны максимального роста и их экспериментальными данными (см. п. 3.3) через потерю двумерности волн со ссылкой на анализ мод неустойчивости McLean et al. (1981).
- 3) Существование вихря в зоне смещения в газовой фазе при обтекании волны (Hewitt & Hall Taylor 1970);
- 4) Pham et al. (2014) предположили, что воздействие пульсаций в газовой фазе на поверхность пленки порождает возмущения в жидкости, которые распространяются вглубь жидкой пленки, отражаются от твердой стенки и, достигнув межфазной поверхности, вызывают ее локальный подъем.
- 5) Генерация "взрывов" турбулентности в жидкой фазе под задним склоном первичной волны. Martin & Azzopardi (1985) считали, что это явление лежит в основе генерации волн возмущения в режимах с уносом.
- 6) Развитие зоны смещения под задним склоном волны (Brauner & Maron 1983);

Практически все гипотезы подразумевают либо трехмерное развитие волн (2), либо ту или иную форму турбулентности в жидкой (5-6) или газовой (3-4) фазе. На основе данных, представленных в настоящей работе, можно с уверенностью утверждать, что:

а) Генерация вторичных волн происходит в достаточно ограниченной области заднего склона первичной волны. Генерации не происходит в окрестности гребня первичной волны или ее переднего склона. Таким образом, причина неустойчивости не сводится к повышению локальной толщины пленки жидкости.

б) Вторичные волны действительно обладают меньшим поперечным размером, нежели первичные (см. 3.1).

Строго экспериментальное исследование, направленное подтверждение или опровержение каждой из перечисленных гипотез, требует высококачественных экспериментов по измерению мгновенного поля скорости в тонкой пленке жидкости и/или обдувающим ее газовом потоке. Хотя первые эксперименты такого типа для свободно стекающих пленок жидкости проводились еще в работе Alekseenko et al. (1985), для пленок под воздействием сильного обдува такие эксперименты лишь начинаются (подробнее см. 1.2.7, 4.2, 5.3).

Альтернативным способом понять природу неустойчивости заднего склона первичных волн является теоретическое моделирование с тесной привязкой к эксперименту. Такое моделирование было выполнено совместно с И.С. Вожаковым и Д.Г. Архиповым, используя несколько сравнительно простых моделей волнового течения обдуваемых газом пленок жидкости.

На первом этапе численного моделирования для расчета динамики волнового течения пленки жидкости использовалась модель Шкадова (Шкадов, 1967), выводимая посредством интегрирования по толщине пленки системы уравнений Навье-Стокса в длинноволновом приближении, в предположении автомодельного полупараболического профиля скорости в пленке жидкости. Впоследствии (в т.ч. в работе Alekseenko & Nakoryakov 1995) эта система была расширена на случай течения тонких пленок жидкости, обдуваемых турбулентным потоком газа. Воздействие со стороны газа задавалось в виде вариации касательных и нормальных напряжений на межфазной поверхности вдоль профиля волны. В данной работе использовались два варианта задания напряжений: по модели Бенжамина (Benjamin, 1959) и модели переноса граничных условий (МПУ) на невозмущенный уровень. В обоих случаях формируется система дифференциальных уравнений, описывающих возмущение потока в газовой фазе. Для решения системы используется усредненный по времени профиль скорости в газовой фазе (Гешев, 1981). Для решения уравнений в жидкости используется спектральный метод: величины локальной толщины пленки и локального расхода жидкости представлены в виде разложения Фурье. В результате получается система из большого числа

дифференциальных уравнений для каждой гармоники Фурье-разложения, с обрывом ряда для очень больших частот. Система решается методом Рунге -Кутты четвертого порядка.

Часто используемый подход к моделированию посредством бифуркационного анализа стационарно-бегущего решения (см., напр., Trifonov 2014) не годится для решения данной задачи, поскольку волны разных типов движутся с разной скоростью. Вместо этого в данной работе использовался эволюционный подход. На поверхности безволновой пленки жидкости задавалось начальное возмущение небольшой амплитуды в форме функции Гаусса и исследовалась эволюция этого возмущения в пространстве-времени. Как было показано в тестовых расчетах, длина волны (фактически, сводимая к размеру расчетной области), амплитуда и ширина начального возмущения слабо влияют на характеристики волн после установления волновой структуры.

Задача решается в двумерном подходе, т.е., в предположении однородности течения по поперечной координате. Продольный размер рабочей области в двадцать раз превышает длину волны нейтральных возмущений при данной комбинации расходов газа и жидкости. На границах области по продольной координате задано периодическое граничное условие. Это позволяет сократить объем вычислений, сохранив возможность отслеживания эволюции возмущения в течение длительного времени: если начальное возмущение, двигаясь вниз по потоку, выходит за правую границу расчетной области, такое же возмущение появляется на левой границе области. На рисунке 3.27 представлены примеры расчета пространственно-временной эволюции начального возмущения при длине расчетной области 50 мм; для каждого из расчетов для удобства восприятия приведены две пространственных области. Начальное возмущение задавалось в середине области (в данном случае в точке $x=25$ мм, продублировано в точке $x=75$ мм). Начальное возмущение расплывается в волновой пакет примерно в момент $t=75$ мс; к моменту $t=150$ мс вся поверхность пленки покрыта коротковолновыми нелинейными возмущениями, взаимодействующими друг с другом. На первый взгляд, волновая структура к этому моменту достигает качественного соответствия с наблюдаемой в эксперименте: быстрые волны большой амплитуды разделены участками тонкого остаточного слоя, покрытого медленными волнами, которые, в свою очередь, возникают на задних склонах и поглощаются передними склонами быстрых волн.

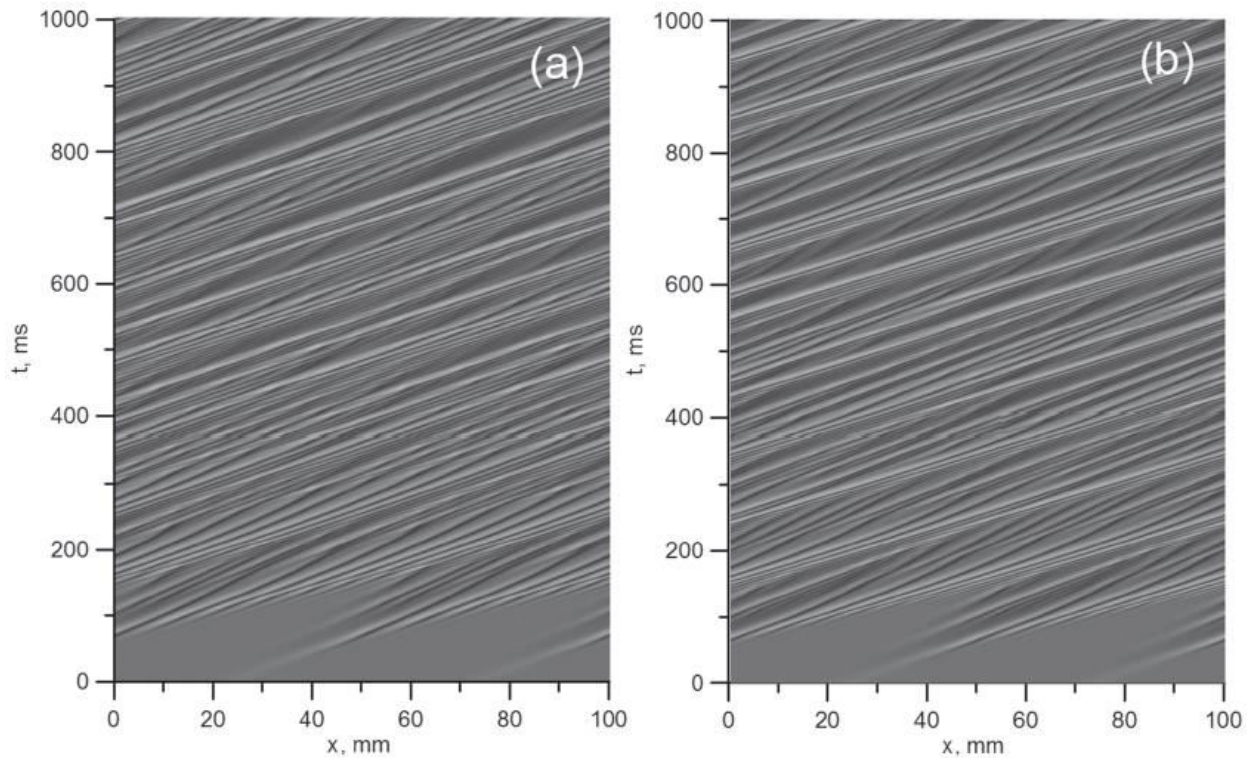


Рис. 3.27. Графическое представление фрагмента пространственно-временной матрицы толщин, $h(x,t)$. $Re_L = 20$, $V_G = 18$ м/с. Модель Шкадова с заданием граничных условий по модели Бенжамина (a); модель Шкадова с заданием граничных условий по модели МПГУ (b).

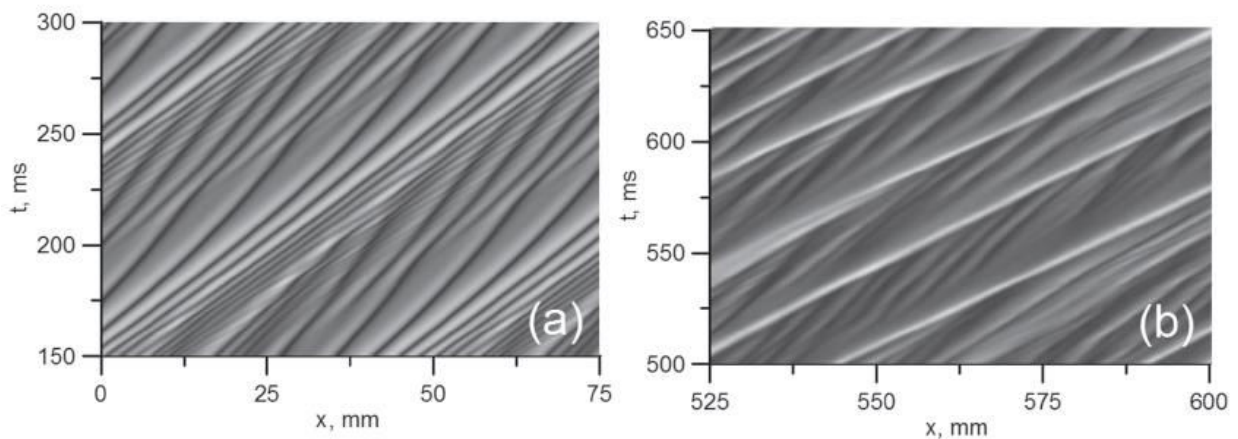


Рис. 3.28. (a) Увеличенный фрагмент рис. 3.27(a). (b) Фрагмент экспериментальной пространственно-временной записи толщины пленки в тех же условиях и в том же масштабе.

Однако более детальное изучение показывает, что формирование медленных волн в расчетах происходит по совершенно иному сценарию (рис. 3.28a). Так, волны, движущиеся с высокой скоростью, представляют собой цуги, состоящие из основного горба и многогорбого капиллярного предвестника большой амплитуды. При продвижении такой волны происходит одновременное понижение амплитуды основного горба волны и рост первого горба

предвестника. В результате основной горб замедляется и отстает от предвестника, в итоге поглощаясь следующей быстрой волной. Основным горбом в волновом пакете, продолжающем двигаться с высокой скоростью, теперь становится первый горб предвестника. Через некоторое время амплитуда этого горба начинает уменьшаться одновременно с ростом следующего горба вниз по потоку, и весь цикл повторяется. В экспериментах (рис. 3.28b) разрушения основного горба не происходит; генерация вторичных волн имеет место на заднем склоне этого горба. Сам основной горб достаточно стабилен и существует в течение достаточно долгого времени. Более того, при достаточно высоких скоростях газа в экспериментах вовсе не наблюдается капиллярного предвестника нелинейных волн. При этом пространственное и временное разрешение измерительной системы достаточно высоки для того, чтобы адекватно восстановить форму предвестника, если бы он существовал.

Таким образом, модель Шкадова недостаточно точно описывает волновую структуру пленки жидкости, обдуваемой высокоскоростным потоком газа: она существенно переоценивает наличие и характеристики капиллярного предвестника нелинейных волн в таких режимах. Проблемой является не столько сам факт наличия в модели предвестника, которого нет в экспериментальных данных, сколько сильное взаимодействие возникающего в расчете предвестника с прочими волнами, качественно меняющее пространственно-временную эволюцию волн на поверхности пленки.

Тем не менее, по прошествии некоторого времени в модельных записях можно отследить отдельные события, напоминающие наблюдаемую в экспериментах генерацию вторичных волн. Одним из способов "подавить" нежелательный эффект модели Шкадова является использование т.н. "упрощенной модели второго порядка", различные варианты которой были предложены Шкадовым и Демехиным (2006), а также Руйе-Квиллом с соавторами (Ruyer-Qiul & Manneville 1998, Ruyer-Qiul & Manneville 2000, Kalliadasis 2011). В этой модели сделана попытка учесть эффект вязкости второго порядка малости и разрешить эффект коротковолновой диссипации на форму волнового профиля. Обобщение системы на случай наличия потока газа было осуществлено в работе Samanta (2014). В данном моделировании используется вариант модели второго порядка, предложенный Руйе-Квиллом с соавторами.

На рисунке 3.29(a) показан пример расчета по модели второго порядка с заданием возмущений на межфазной границе по модели переноса граничных условий. Видно, что использование модели второго порядка не приводит к полному подавлению капиллярного предвестника; более того, перекачка энергии от основного горба пакета к первому горбу предвестника по-прежнему имеет место. Тем не менее, некоторое количественное подавление предвестника все же достигнуто: основные горбы волн существуют значительно дольше и могут рассматриваться как первичные волны. И, что наиболее важно, в некоторых участках пространственно-

временных траекторий таких волн можно наблюдать генерацию вторичных волн. Процесс генерации показан подробнее на рисунке 3.29(b), где акты генерации вторичных волн помечены стрелками. Несмотря на то, что вторичные волны сильно возмущены предвестником следующей первичной волны, определенно наблюдается кратковременное соответствие между моделью и экспериментом. В течение промежутка времени, соответствующего стадии стабильного существования первичной волны, расчетная первичная волна может генерировать вторичные волны на ее заднем склоне. После того, как первичная волна начинает замедляться из-за взаимодействия с собственным предвестником, генерация вторичных волн прекращается.

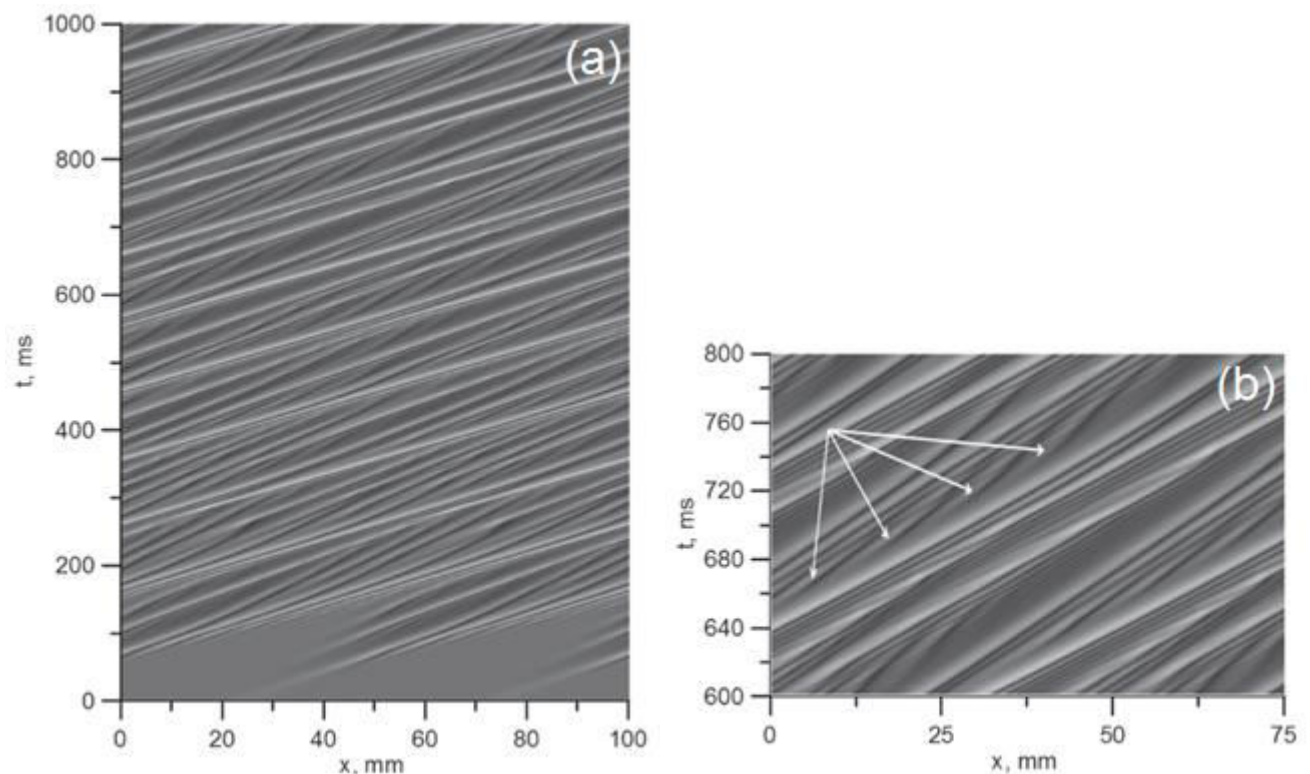


Рис. 3.29. Графическое представление фрагмента пространственно-временной матрицы толщин, $h(x,t)$. $Re_L = 20$, $V_G = 18$ м/с. (a) Модель второго порядка с заданием граничных условий по модели МПГУ. (b) увеличенный фрагмент рисунка (a) с помеченными стрелками актами генерации вторичных волн.

На рисунке 3.30 представлен расчет по модели второго порядка с заданием возмущений по модели Бенжамина. В этом случае моделируемая картина существенно отличается от экспериментальной. Во-первых, подавление предвестника и стабилизация первичных волн осуществляется значительно хуже; фактически, в этом отношении результат близок к тому, что дает модель Шкадова. Во-вторых, можно наблюдать, как после этапа замедления волны начинают вновь ускоряться (примеры показаны стрелками на рис. 3.30). В результате одновременного формирования новых "первичных" волн из первых горбов предвестника и

повторного ускорения замедлившихся ранее старых первичных волн происходит резкое повышение частоты следования первичных волн. Такие волны движутся с очень малым временем разделения; возможно, именно близость соседних первичных волн приводит к подавлению генерации вторичных волн.

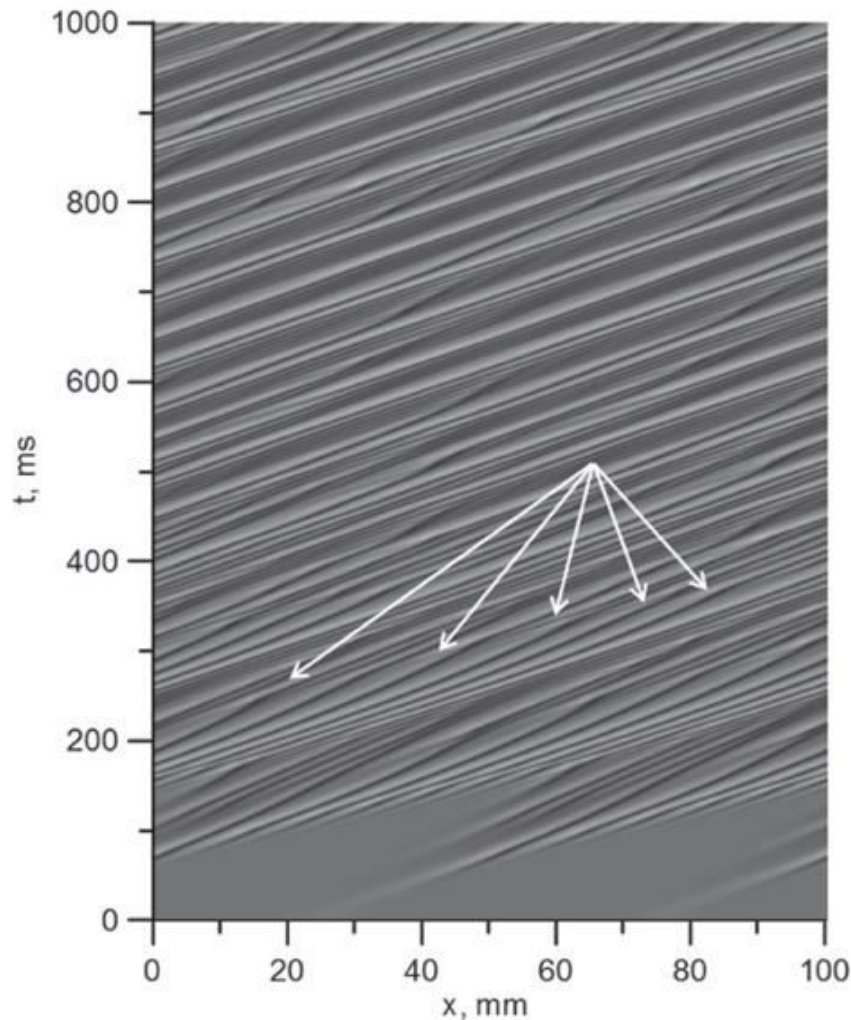


Рис. 3.30. Графическое представление фрагмента пространственно-временной матрицы толщин, $h(x,t)$. $Re_L = 20$, $V_G = 18$ м/с. (а) Модель второго порядка с заданием граничных условий по модели Бенжамина. Стрелками показано повторное ускорение замедляющихся первичных волн.

Таким образом, модель второго порядка с переносом граничных условий на невозмущенный уровень наилучшим образом подавляет капиллярный предвестник и воспроизводит пространственно-временное поведение волн, наблюдаемое в эксперименте. Интересно провести также количественное сравнение экспериментально измеренных волновых характеристик с характеристиками, рассчитанными по наиболее адекватной модели. На рис. 3.31 приведено наложение двух мгновенных профилей толщины пленки - экспериментального и расчетного. Первичные волны в экспериментальном профиле обозначены римскими цифрами, а в расчетном - латинскими заглавными буквами.

Схожесть расчета и эксперимента проявляется в близких значениях продольного размера первичных волн, сходстве их формы и положения области генерации вторичных волн на задних склонах первичных (для волн I и A можно наблюдать генерацию вторичной волны в 5 мм от гребня первичной волны). Тем не менее, наблюдаются и существенные различия. Во-первых, в экспериментах амплитуда первичных волн в 1,5-2 раза выше, чем в расчетах. Во-вторых, расстояние между первичными волнами в экспериментах в 2-3 раза выше расчетного. В-третьих, если в экспериментальном профиле мелкие горбики между первичными волнами соответствуют вторичным волнам, которые движутся с малой скоростью и вскоре будут поглощены первичной волной, то в расчетном часть таких горбиков соответствует капиллярному предвестнику, движущемуся со скоростью первичной волны.

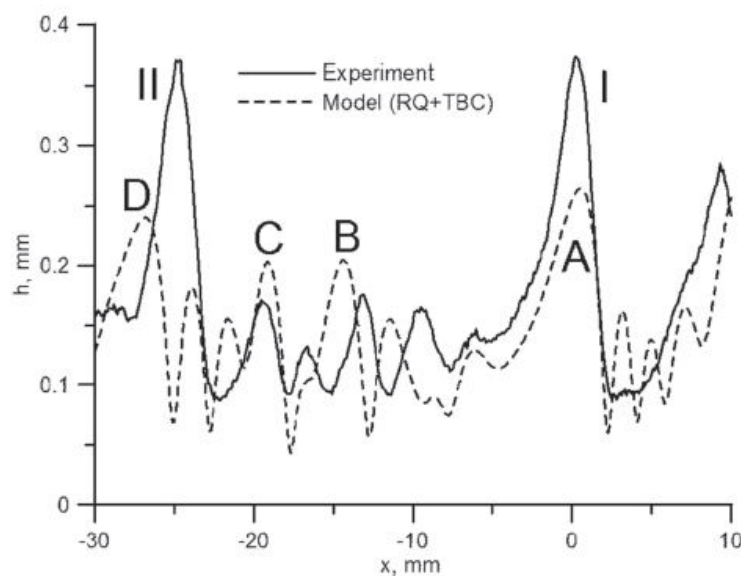


Рис. 3.31. Сравнение расчетного и экспериментального профилей толщины пленки жидкости.

Наличие сильного капиллярного предвестника может объяснить не только качественное расхождение между модельной и экспериментальной волновой структурой, но и количественное различие в свойствах волн. В частности, ожидается, что переток энергии в горбы предвестника приводит к понижению амплитуды первичных волн, а также к увеличению количества первичных волн вследствие развития горбов предвестника в новые первичные волны. Расхождение наблюдается также для скоростей первичных и вторичных волн. Скорости были измерены по наклону траектории волны в пространственно-временных записях толщины пленки для 10 волн каждого типа. В эксперименте средняя скорость первичных волн составила $0,7$ м/с со стандартным отклонением $0,065$ м/с; для вторичных волн средняя скорость составила $0,39 \pm 0,034$ м/с. При моделировании скорость первичных волн составила $0,45 \pm 0,023$ м/с, вторичных - $0,29 \pm 0,031$ м/с. Таким образом, скорость первичных волн в эксперименте в 1,5 раза выше, чем в модели. Это отличие может объясняться различием в амплитуде, поскольку

скорость нелинейных уединенных волн обычно пропорциональна их амплитуде. В экспериментах скорость вторичных волн обычно пропорциональна скорости первичных волн, поэтому различие в скоростях вторичных волн также не удивительно. Отношение скорости вторичных волн к скорости первичных несколько выше в модели, чем в эксперименте (0,64 против 0,56). Возможно, это расхождение может объясняться меньшим расстоянием между первичными волнами в модели и наличием быстрого предвестника, который взаимодействует с вторичными волнами уже на стадии их генерации.

Подводя итог, необходимо отметить, что роль капиллярного предвестника первичных волн в интегральных моделях сильно завышена. Моделируемый предвестник взаимодействует с первичными волнами, приводя к снижению их амплитуды и скорость. Полностью подавить предвестник, используя модель второго порядка, не удалось. Частичное подавление предвестника, тем не менее, оказалось достаточным для достижения кратковременного качественного соответствия модели и эксперимента. Для генерации вторичных волн требуется выполнение двух условий:

- 1) Распространение первичной волны с примерно постоянной скоростью на протяжении достаточного длительного времени, т.е., в отсутствие выраженного замедления из-за взаимодействия с собственным предвестником.
- 2) Следующая первичная волна должна находиться достаточно далеко от заднего склона рассматриваемой первичной волны, чтобы не происходило взаимодействия данной волны с предвестником следующей.

Мы полагаем, что эти два типа взаимодействий подавляют вторичную неустойчивость, и именно по этой причине вторичную неустойчивость не удавалось наблюдать для большинства первичных волн в данных моделях. Это подтверждается экспериментальным наблюдением, что вероятность генерации вторичных волн низка, если первичная волна замедляется или если за ней следует другая первичная волна на малом расстоянии.

Таким образом, генерация вторичных волн в модели происходит при тех обстоятельствах существования первичных волн, которые ближе всего к обстоятельствам, характерным для первичных волн в экспериментах. По этой причине мы полагаем, что механизмы генерации вторичных волн в модели те же, что и в реальности. Если это предположение верно, наблюдение генерации вторичных волн в используемой модели существенно сужает круг поиска гипотез, объясняющих механизм генерации вторичных волн. В модели генерация наблюдается в двумерной системе с ламинарным автомоделным профилем скорости в жидкости с достаточно простым представлением о структуре турбулентности в газовой фазе. Это означает, что, например, наличие поперечной неустойчивости первичных волн или наличие

взрывов турбулентности в газовой или жидкой фазе не является необходимым для генерации вторичных волн, хотя такие явления могут интенсифицировать процесс генерации.

На основе данной работы можно сформулировать следующие рекомендации для будущих работ по моделированию волнового течения обдуваемых газом пленок жидкости. Необходимо:

- 1) Использовать эволюционный подход вместо анализа бифуркаций стационарно-бегущего решения;
- 2) Анализировать полученные решения в форме пространственно-временных записей толщины пленки;
- 3) Использовать модели, в которых не переоценивается роль капиллярного предвестника нелинейных волн.

3.5. Выводы по главе 3

Проведение полевых измерений локальной толщины пленки жидкости с высоким пространственным и временным разрешением позволило выявить существование двухволновой структуры на поверхности тонких пленок жидкости, обдуваемых высокоскоростным потоком газа, в условиях отсутствия уноса жидкости в дисперсную фазу. Двухволновая структура представлена быстрыми долгоживущими первичными волнами высокой амплитуды, на задних склонах которых генерируются короткоживущие медленные вторичные волны малой амплитуды. Вторичные волны распространяются по поверхности остаточного слоя до их поглощения следующей первичной волной. Единственным встречающимся ранее упоминанием о существовании двух типов волн в таких режимах течения является работа Ohba & Nagaе (1993), в которой из-за неудачного критерия идентификации волн были ошибочно определены границы существования двухволновой структуры, а также не были выяснены причины появления вторичных волн. В настоящей работе показано, что вторичные волны в режимах без уноса существуют при любых скоростях газа, начиная примерно с 10 м/с. Наличие вторичных волн повышает шероховатость остаточного слоя, внося вклад в перепад давления в канале, а также увеличивает площадь межфазной поверхности.

Были развиты методы анализа пространственно-временных записей толщины пленки. Помимо широко используемых статистических, спектральных и кросскорреляционных методов, был развит алгоритм автоматической идентификации характеристических линий первичных и вторичных волн на основе метода Кэнни поиска границ на изображениях. При помощи метода были измерены основные характеристики первичных волн, а также определено положение области генерации вторичных волн на задних склонах первичных волн. Показано удовлетворительное согласие измеренных характеристик с результатами расчета на основе полных уравнений Навье-Стокса (Трифонов, 2013). При помощи спектрального анализа было продемонстрировано подобие волновой структуры пленки жидкости в широком диапазоне скоростей газового потока при условии, что касательное напряжение межфазного трения значительно превышает воздействие силы тяжести на пленку жидкости.

Было проведено моделирование волнового течения обдуваемых газом пленок жидкости при помощи двумерных интегральных моделей с автомоделным ламинарным профилем скорости в жидкой фазе. Показано, что в рамках таких моделей воспроизводится явление генерации вторичных волн, что позволяет сузить поле поиска гипотез, объясняющих причины вторичной неустойчивости. Показано, что при достаточно высоких скоростях газового потока у первичных волн исчезает капиллярный предвестник, и что переоценка роли предвестника в теоретических моделях является причиной количественного расхождения модели с экспериментом.

Глава 4. Волновая структура пленки жидкости в режимах с уносом жидкости в дисперсную фазу

4.1. Изменение волновой структуры при переходе к уносу

Первые эксперименты по исследованию структуры волн возмущения были проведены при помощи двумерной модификации метода ЛИФ. Эксперименты проводились в опускном течении, в вертикальном цилиндрическом канале, для водо-воздушного потока при давлениях, близких к атмосферному. Пример пространственно-временной записи толщины пленки в таком тчении приведен на рисунке 4.1. На этом рисунке показан фрагмент матрицы $h(x,t)$ в графическом представлении: пикселя графического представления прямо пропорциональна значению локальной толщины пленки в данной ячейке матрицы толщин пленки. Черный цвет соответствует нулевой толщине пленки жидкости; белый цвет - толщине пленки в 1 мм и выше. Направление течения - слева направо.

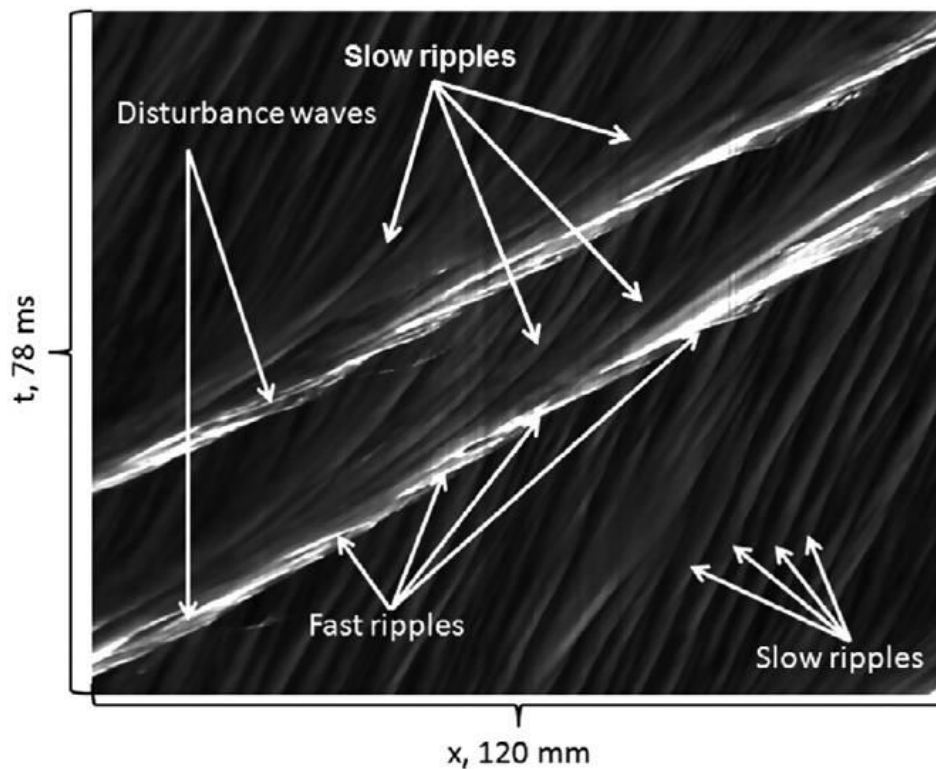


Рис. 4.1. Фрагмент матрицы $h(x,t)$ в графическом представлении для режима течения с уносом жидкости в дисперсную фазу. Расстояние от входа в канал, $x=500\text{--}620 \text{ мм}$, $Re_L=140$, $V_G=27 \text{ м/с}$.

На данном фрагменте видны две волны возмущения ("*Disturbance waves*"), выглядящие как яркие полосы, пересекающие изображение под достаточно большим и практически постоянным углом к оси времени (ось ординат). Волны возмущения разделены участками тонкого

остаточного слоя жидкости. Поверхность остаточного слоя и самих волн возмущения покрыта мелкомасштабными волнами ряби. Волны ряби, распространяющиеся по поверхности остаточного слоя ("*slow ripples*"), возникают на поверхности заднего склона волн возмущения. В этом легко убедиться, проследив пространственно-временную траекторию любой волны медленной ряби назад во времени (вниз на рисунке 4.1) до заднего (левого / верхнего) края траектории волны возмущения. После возникновения волна медленной ряби движется с высокой скоростью, близкой к скорости породившей ее волны возмущения. Однако, по мере отставания от волны возмущения и выхода на поверхность остаточного слоя, скорость волны медленной ряби уменьшается. Удалившись на достаточно большое расстояние от волны возмущения, волна медленной ряби движется с практически постоянной низкой скоростью до тех пор, пока ее не поглотит следующая волна возмущения.

Следует отметить, что такое поведение волн возмущения и волн медленной ряби очень похоже на поведение первичных и вторичных волн в режимах без уноса жидкости в дисперсную фазу (см. рис. 3.2). Действительно, в обоих случаях на поверхности пленки жидкости быстрые долгоживущие волны (волны возмущения в режимах с уносом и первичные волны в режимах без уноса) сосуществуют с медленными короткоживущими волнами (волны медленной ряби и вторичные волны, соответственно). В обоих случаях медленные короткоживущие волны возникают на задних склонах быстрых долгоживущих волн, распространяются с малой скоростью по поверхности тонкого остаточного слоя за породившей их быстрой волной и в итоге поглощаются следующей быстрой волной. Такое подобие режимов не согласуется с широко распространенным представлением об изменении волновой структуры при переходе к режимам с уносом жидкости. Согласно такому представлению, на поверхности пленки всегда существуют волны ряби, а переход к уносу связан с появлением нового типа волн - волн возмущения. Из этого, в частности, следует, что волны ряби в режимах с уносом обладают той же природой, что и все волны в режимах без уноса. Это следствие очевидным образом неверно: как минимум, на поверхности остаточного слоя в режимах с уносом не наблюдается регулярной двухволновой структуры; волны медленной ряби достаточно однородны.

Различие в волновой структуре между режимами с уносом и без уноса проявляется, во-первых, количественно, в виде различия пространственных и временных масштабов волн. Волны возмущения в несколько раз превосходят первичные волны по скорости, высоте и продольному размеру при тех же значениях скорости потока газа, а частота следования волн возмущения существенно меньше частоты следования первичных волн. Кроме того, частота волн возмущения растет с ростом скорости газа линейно, а не квадратично. Существуют некоторые количественные отличия между характеристиками вторичных волн и волн медленной ряби, вызванное разницей в толщине и скорости слоя жидкости, по которому распространяются

волны. Можно также отметить незначительное качественное различие в динамике вторичных волн и волн медленной ряби. Если скорость вторичных волн практически постоянна на протяжении всего времени жизни таких волн, с момента возникновения и до момента поглощения, то волны медленной ряби начинают движение с высокой скоростью, близкой к скорости волн возмущения, и впоследствии замедляются.

Однако ключевым различием между режимами течения в условиях наличия и отсутствия уноса жидкости в дисперсную фазу является различие на качественном уровне, связанное с генерацией волн быстрой ряби. Первичные волны в режимах без уноса имеют гладкие гребни с четко выраженным максимумом. Вариация в амплитуде гребня у таких волн имеет место лишь благодаря поглощению вторичных волн. В режимах с уносом на задних склонах волн возмущения генерируются не только волны медленной ряби, но и волны быстрой ряби ("*fast ripples*"). В отличие от волн медленной ряби, эти волны движутся быстрее породивших их волн возмущения. Их пространственно-временные траектории пересекают траекторию волны возмущения по направлению от заднего склона к фронту волны возмущения (рис. 4.1). Примерно по достижении фронта волны возмущения волны быстрой ряби исчезают. Одной из причин исчезновения является их затухание / опрокидывание по достижении фронта волны возмущения (также см. разделы 5.1 и 5.3). Согласно наблюдениям Woodmansee & Hanratty (1969), отрыв капель с поверхности пленки происходит вследствие разрушения волн ряби на поверхности волн возмущения. Таким образом, исчезновение может происходить вследствие разрушения волн быстрой ряби газовым потоком на мелкие капли (детальное исследование процесса разрыва приведено в разделе 5.1). Нередко траектория волны быстрой ряби переходит в траекторию капли, летящей над поверхностью остаточного слоя жидкости перед волной возмущения. Таким образом, ключевым различием в волновой структуре в режимах без уноса и с уносом является генерация волн быстрой ряби. Именно волны быстрой ряби могут быть разрушены газовым потоком на капли; это основной, первичный механизм уноса. Именно по причине гладкости гребней первичных волн при малых числах Рейнольдса жидкости не происходит срыва капель при сколь угодно высоких скоростях газа.

Процесс генерации волн медленной и быстрой ряби в виде временной эволюции мгновенного профиля толщины пленки жидкости в системе отсчета волны возмущения представлен на рисунке 4.2 (в аналогичной форме был представлен процесс генерации вторичных волн первичными на рис. 3.3). Волна возмущения на рисунке 4.2 представляет собой крупное возвышение толщины пленки жидкости, начинающееся в точке $x=0$ и заканчивающееся примерно в точке $x=-15$ мм. На протяжении представленного промежутка времени длительностью в 14 мс можно наблюдать три волны быстрой ряби (обозначены цифрами 1, 2 и 4) и одну волну медленной ряби (3). Волны быстрой ряби (2) и (4) генерируются на расстоянии

примерно 7-8 мм от начала волны возмущения, волна медленной ряби (3) - на расстоянии около 12 мм от начала волны возмущения. На стадии возникновения и начального роста волны ряби могут достаточно долго не смещаться относительно волны возмущения, однако впоследствии волны быстрой и медленной ряби начинают движение, соответственно, вперед и назад в системе отсчета волны возмущения, соответственно. Волны (1) и (2) затухают на переднем склоне волны возмущения.

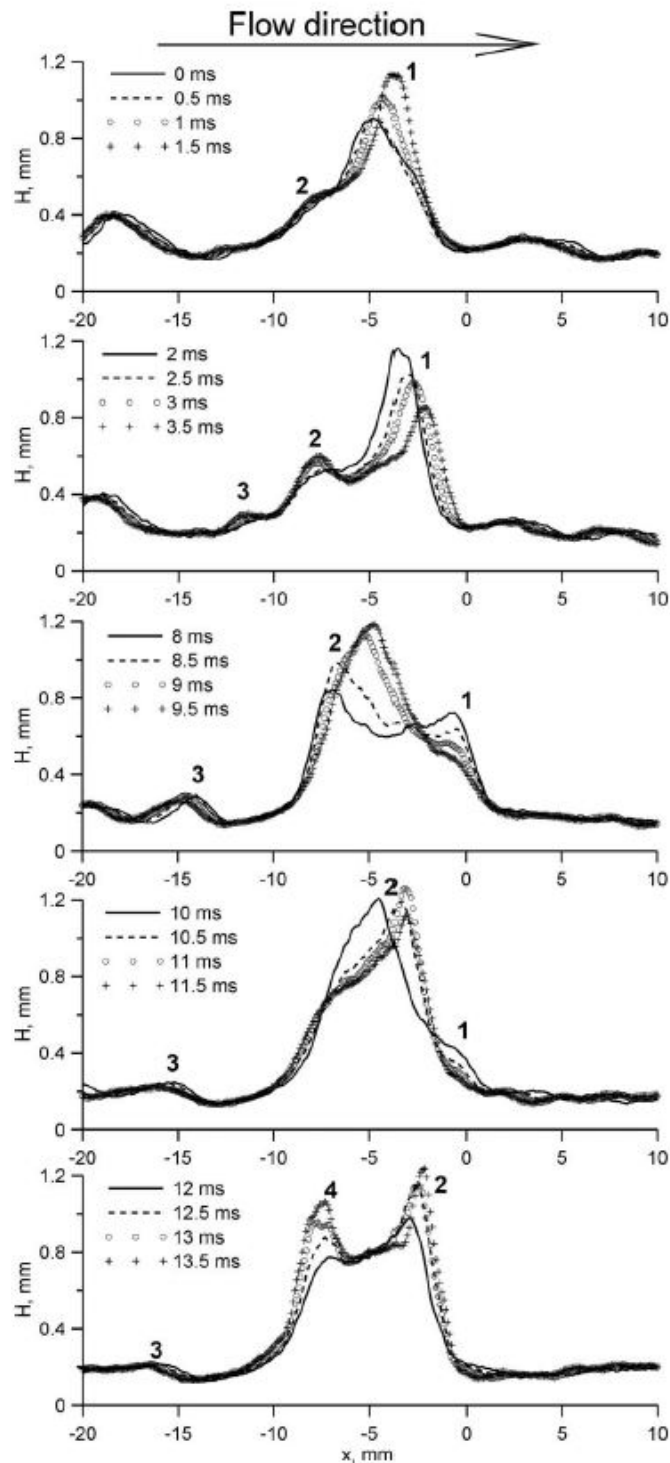


Рис. 4.2. Генерация и эволюция волн ряби в режимах с уносом. $Re_L=350$, $V_G=27$ м/с.

4.2. Связь процессов генерации волн ряби и поля скорости в волне возмущения

Из примеров, представленных на рисунках 4.1-2, можно заметить, что волны быстрой ряби генерируются ближе к фронту волны возмущения, а волны медленной ряби - дальше от него. Для проверки этого утверждения было проведено систематическое исследование положения области генерации волн быстрой и медленной ряби. Измерения проводились по следующей схеме: на пространственно-временной записи толщины пленки отмечались две точки траектории фронта выбранной волны возмущения, после чего отстраивались несколько наложенных друг на друга мгновенных профилей окрестности волны возмущения в ее собственной системе отсчета. При просмотре таких профилей можно было определить моменты зарождения волн быстрой и медленной ряби и отметить координаты соответствующих событий. Обработка проводилась для не менее чем тридцати волн возмущения для каждой режимной точки, и, соответственно, в несколько раз большего количества волн быстрой и медленной ряби. Координаты начала и конца волны возмущения определялись по форме ее усредненного во времени профиля как точки пересечения профиля с уровнем локальной толщины пленки жидкости, на 10% превышающей толщину остаточного слоя. Пример распределения волн быстрой и медленной ряби по относительной координате возникновения (расстояние от точки возникновения до начала волны возмущения) приведен на рисунке 4.3(а) для одной комбинации режимных параметров. Видно, что волны быстрой и медленной ряби генерируются в прилегающих друг к другу областях на заднем склоне волны возмущения. Область генерации волн быстрой ряби расположена ближе к фронту волны возмущения, а область генерации волн медленной ряби - дальше от фронта. Такая форма областей генерации предполагает наличие некой особой точки на заднем фронте волны, которую можно назвать точкой разделения ("separation point"). В рамках анализа неустойчивости Кельвина-Гельмгольца сложно ожидать появления такого разделения волн ряби по скорости относительно скорости несущей ее пленки жидкости.

Одним из возможных объяснений наличия такой точки и разделения волн ряби на быстрые и медленные является наличие вихревого движения внутри волны возмущения. Наличие таких вихрей под гребнями волн высокой амплитуды на поверхности пленок жидкости, стекающих под действием силы тяжести, было обнаружено в результате моделирования (например, Maron & Brauner, 1989; Trifonov 2007). При наличии такого вихря, на переднем и заднем склонах волны возникают точки стагнации (см. рис. 4.3b, на котором приведено схематичное изображение линий тока в жидкости в системе отсчета волны возмущения по аналогии с расчетом Maron & Brauner). Между точками стагнации жидкость вблизи поверхности движется быстрее волны, а за пределами этой области - медленнее волны. Для волн малой амплитуды в

подобных моделях не наблюдается вихревого движения, и жидкость под поверхностью пленки движется медленнее волны во всех ее точках.

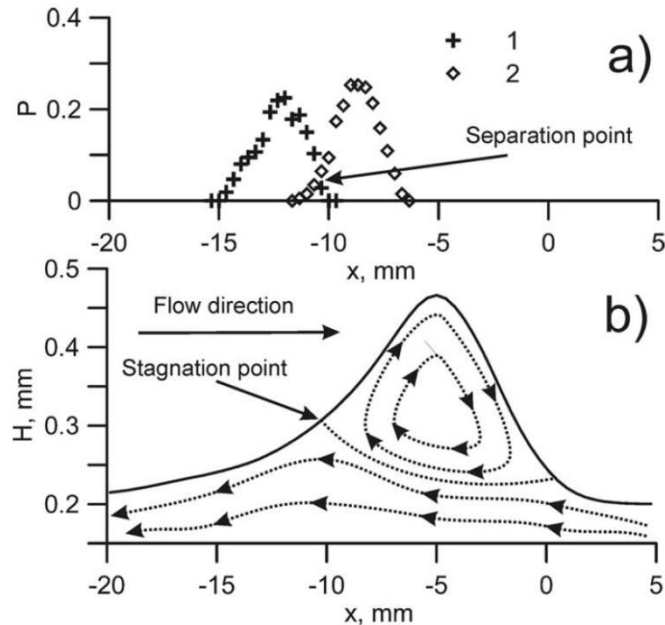


Рис. 4.3. Области возникновения волн быстрой и медленной ряби на заднем склоне волны возмущения: (a) нормированные распределения волн медленной (1) и быстрой (2) ряби по координате возникновения; (b) предлагаемое объяснение различных сценариев эволюции волн: предполагаемые линии тока в жидкости в системе отсчета волны возмущения, положение точки стагнации на заднем склоне волны ("stagnation point"). $Re_L=350$, $V_G=27$ м/с.

Таким образом, с привлечением предположения о наличии вихревого движения в волне возмущения, можно предложить следующее объяснение наблюдаемой динамики волн ряби.

- 1) Все волны ряби в режимах с уносом жидкости возникают на заднем склоне волны возмущения за счет неустойчивости поверхности ее заднего склона к малым возмущениям. Источником таких возмущений, скорее всего, являются турбулентные пульсации в газовой фазе.
- 2) Волны генерируются в окрестности точки стагнации, где скорость жидкости вблизи поверхности пленки мало отличается от скорости волны возмущения; поэтому первоначально вновь возникшие волны ряби движутся со скоростью, близкой к скорости волны возмущения.
- 3) Волны ряби, возникшие между фронтом волны возмущения и точкой стагнации, увлекаются потоком жидкости в сторону фронта волны возмущения; волны ряби, возникшие выше по потоку от точки стагнации, увлекаются потоком жидкости в направлении от волны возмущения, в сторону остаточного слоя жидкости.

4) В режимах без уноса жидкости в дисперсную фазу внутри первичных волн из-за их малой амплитуды не возникает вихревого движения. Поэтому все возникшие вторичные волны увлекаются течением жидкости в сторону от первичной волны.

На данный момент (спустя 9 лет после публикации этой гипотезы) не получено достоверной информации о наличии выраженного вихревого движения в волнах возмущения. Способом прямой проверки является измерение мгновенных полей скорости в жидкости в продольном сечении пленки. Такие эксперименты могут проводиться методом цифровой трассерной визуализации (Particle Image Velocimetry, PIV). Его применение к исследованию профилей скорости в обдуваемых газом пленках затруднено рядом технических сложностей, таких как: малые размеры исследуемой области; высокие значения скорости жидкости, сильные градиенты скорости; значительная разница между продольной и поперечной компонентами вектора скорости, а также продольным и поперечным размерами рабочей области; постоянно изменяющийся поперечный размер рабочей области из-за прохождения волн большой амплитуды; крайне нерегулярная структура потока; искажения, вызванные наличием трехмерных волн на поверхности пленки и захваченных пленкой пузырьков газа, и т.д. По этим причинам работ, посвященных исследованию линий тока в обдуваемых газом пленках жидкости, крайне мало.

В работах Schubring et al. (2009) и Ashwood et al. (2015) методом PIV были получены лишь усредненные по времени профили скорости в жидкости. В работе Zadrazil & Markides (2014) были получены мгновенные поля скорости и обнаружены локальные зоны рециркуляции под гребнями крупных волн. Авторы предположили, что вместо крупного вихря, размер которого соответствует области существования волн быстрой ряби, под волной возмущения находится группа вихрей малых размеров. В то же время все рассуждения о вихрях малых размеров обоснованы лишь данными, полученными при низких скоростях потока газа (0-10 м/с), из-за ограничений по пространственному и временному разрешению. Основываясь на предположении Webb & Hewitt (1975), авторы считали, что при достаточно высоких расходах жидкости волны возмущения присутствуют на поверхности пленки даже без обдува потоком газа. Согласно экспериментам данной работы, в том числе, и на установке, использовавшейся в работе Zadrazil & Markides, в данной области режимов не происходит генерации волн быстрой и медленной ряби (подробнее см. п. 2.4). Можно заключить, что авторы ошибочно отождествили крупные волны на поверхности пленок жидкости, стекающих под действием силы тяжести, с волнами возмущения.

С целью исследования движения жидкости в волне возмущения автором совместно с М.П. Токаревым были проведены эксперименты по измерению мгновенных полей скорости в

продольном сечении обдуваемой газом пленки жидкости методом PIV. Был принят ряд мер, призванных устранить либо минимизировать влияние перечисленных выше осложняющих измерения факторов. Эксперименты проводились в горизонтальном прямоугольном канале (установка 4) при высоком расходе жидкости и сравнительно низкой скорости газового потока. Как будет показано позднее, процессы генерации волн быстрой и медленной ряби волнами возмущения качественно не зависят от формы и ориентации потока. В качестве трассеров использовались флюоресцентные частицы размером 20 мкм. Изображения трассеров в потоке регистрировались высокоскоростной камерой Phantom v710, оснащенной оптическим фильтром. Использование флюоресцентных трассеров позволило устранить помехи, вызванные рассеянием света лазера на стенке канала и неоднородностях стенки, а также отражением света лазера от возмущенной межфазной поверхности: фильтр на камере не пропускал свет лазера, и камера регистрировала лишь изображения частиц, светившихся в другом оптическом диапазоне. Использовалась измерительная система с высокой частотой съемки (от 0,5 кГц до 3 кГц) и малым временем вспышки лазера (150 нс). Было достигнуто пространственное разрешение в 20 мкм/пиксель.

Предварительные эксперименты показали, что традиционно используемое расположение камеры под прямым углом к плоскости лазерного ножа приводит к потере информации в значительной части рабочей области вследствие сложной трехмерной формы межфазной поверхности. По этой причине камера была расположена под углом 70 градусов к плоскости ножа и смотрела на рабочий объем снизу, сквозь дно канала. Для уменьшения искажений, вызванных такой конфигурацией, был разработан оптический блок в виде трапецевидной оргстеклянной призмы, заполненной рабочей жидкостью, вмонтированный под дном канала. С этой же целью был изготовлен Шеймпфлюг-адаптер для объектива камеры.

Для определения границы межфазной поверхности использовалась дополнительная камера, расположенная сбоку над межфазной поверхностью. Это было необходимо, так как на камере, регистрирующей рабочую область со стороны дна канала, граница не определялась вследствие полного внутреннего отражения области потока с частицами от межфазной границы. Вторая камера была синхронизирована с основной камерой и регистрировала свечение растворенного в жидкости флюоресцентного вещества (в дополнение к флюоресцентным частицам) в плоскости лазерного ножа. Восстановленная форма поверхности использовалась в качестве маски для определения области, заполненной жидкостью.

Мгновенные поля скорости в продольном сечении пленки восстанавливались по смещению флюоресцентных трассеров. Пространственное разрешение в 20 мкм / пиксель и плотность засеивания потока трассерами были недостаточными для надежной работы стандартных PIV-алгоритмов, определяющих локальную скорость по смещению всех частиц в малом объеме

жидкости. Однако высокая частота съемки позволила работать в однокадровом режиме и отслеживать перемещение каждого отдельного трассера в течение достаточно длительного промежутка времени. Для анализа полученных изображений применялся алгоритм PTV (particle tracking velocimetry) для определения траекторий отдельных частиц. Результатом применения алгоритма был набор пространственно-временных траекторий $x(t)$ и $y(t)$ для каждого отдельного трассера.

Первичной целью экспериментов была проверка предположения о наличии крупномасштабного стационарного вихря в волне возмущения в системе отсчета, движущейся со скоростью волны возмущения. Для достижения этой цели требуется выделить когерентную составляющую поля скорости в жидкости в системе отсчета волны возмущения. Это делалось следующим образом:

1) В пространственно-временной записи толщины пленки определялась траектория волны возмущения. Для каждой волны отмечались две точки пространственно-временной траектории ее фронта и фрагмент пространственно-временной записи преобразовывался в систему отсчета, движущуюся со скоростью фронта волны. Пример такой записи приведен на рис. 4.4(a). Фронт волны возмущения в этой системе отсчета неподвижен и располагается в точке $x=25$ мм. Области в углах фрагмента, заполненные нулевыми значениями, находятся за пределами области измерений. В центральной области можно различить волну быстрой ряби, движущуюся быстрее волны возмущения (ее фронт смещается с $x=12$ мм до $x=20$ мм).

2) Были созданы два массива, $V_x(x,y,t)$ и $V_y(x,y,t)$, где x - продольная координата в системе отсчета волны возмущения. Область была разбита на ячейки, каждой из которых принадлежал диапазон значений x , y и t . Для каждой частицы, оказавшейся в данной ячейке, определялись продольная и поперечная компоненты скорости, путем линейной аппроксимации ее траектории $[x(t), y(t)]$ в окрестности данного момента времени. Векторы скорости всех частиц, зафиксированных в данной ячейке с координатами x и y в различные моменты времени, осреднялись по времени для получения полей скорости $V_x(x,y)$ и $V_y(x,y)$. Пример визуализации такого поля скорости приведен на рисунке 4.4(b).

Анализ полученных полей скорости не подтверждает в полной мере гипотезу о вихревом движении в волне возмущения. Лишь жидкость в волне быстрой ряби движется быстрее волны возмущения. В основном объеме волны возмущения скорость жидкости близка к скорости движения фронта волны, оставаясь несколько ниже этой скорости. Представляет интерес исследование взаимодействия волны возмущения с остаточным слоем жидкости, на который "натекает" волна. В начальной области волны возмущения жидкость в пристенном слое движется значительно медленнее волны возмущения, со скоростью остаточного слоя. На верхней границе этого слоя происходит взаимодействие быстрого течения в волне возмущения и медленного течения в пристенной области.

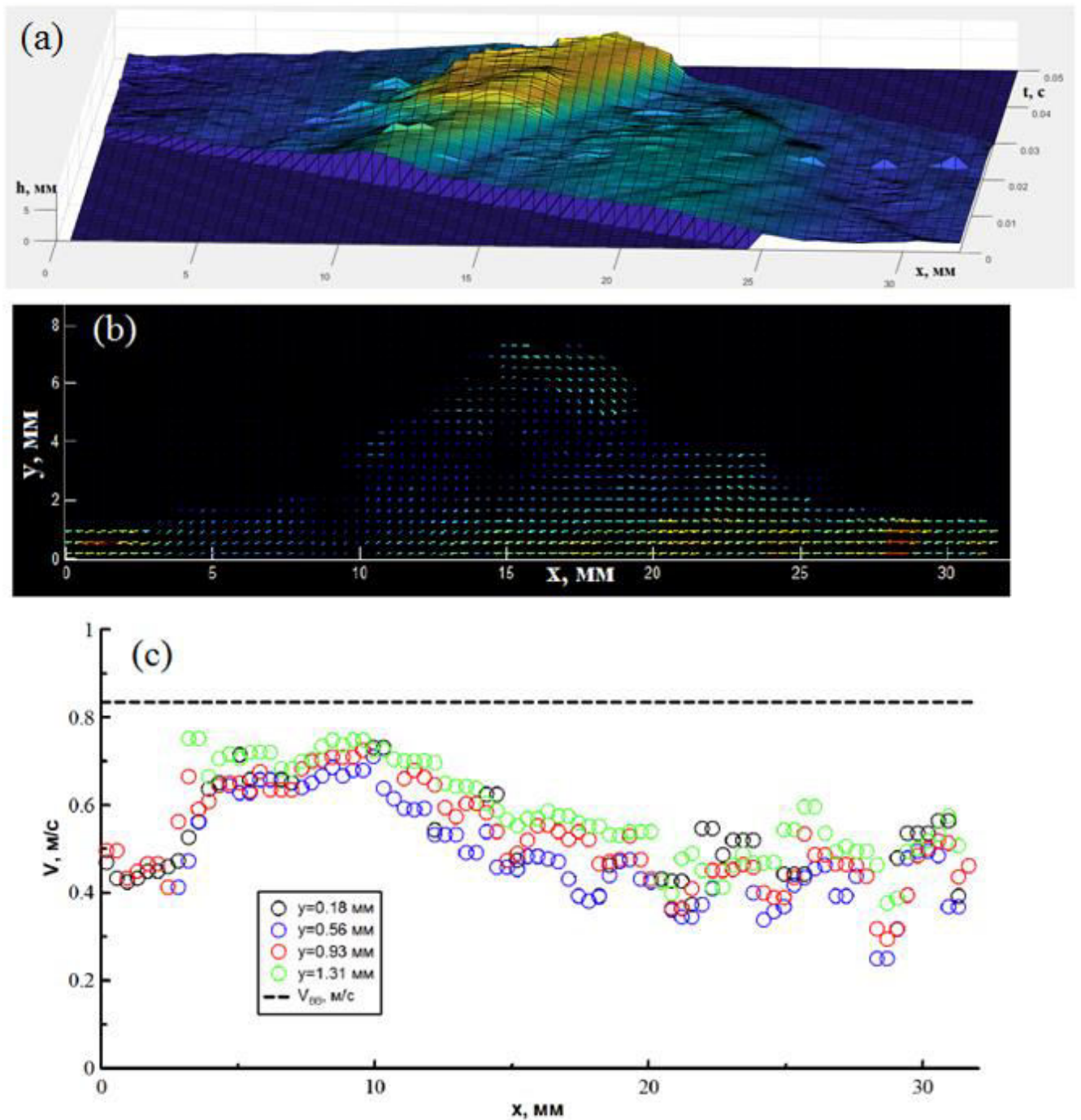


Рис. 4.4. (а) Эволюция толщины пленки жидкости в волне возмущения в системе отсчета данной волны. Фронт волны расположен на отметке $x=25$ мм; волна движется слева направо. Горб, движущийся с положительной скоростью - траектория волны быстрой ряби, движущейся быстрее волны возмущения. (б) Поле скорости в пленке жидкости, полученное в системе отсчета фронта волны возмущения методом условного фазового осреднения. (с) Зависимость продольной компоненты скорости жидкости от фазы волны в лабораторной системе отсчета на разных расстояниях от стенки.

По мере проникновения пристенного слоя вглубь волны возмущения, этот слой ускоряется и, вблизи заднего склона волны возмущения, его скорость становится сравнимой со скоростью волны. На рис. 4.4(с) представлено изменение абсолютных значений продольной компоненты скорости жидкости в пристенном слое вдоль профиля волны возмущения. Значение скорости волны возмущения показано пунктирной линией. Продольная компонента скорости жидкости достигает максимума в ~80% скорости волны возмущения в области от $x=4$ мм до $x=10$ мм под задним склоном волны возмущения. Именно в этой области происходит генерация волн быстрой и медленной ряби. Покинув волну возмущения ($x < 3$ мм), жидкость снова замедляется и движется со скоростью остаточного слоя. Таким образом, хотя в волне возмущения и не обнаружено выраженного вихревого движения, под ее задним склоном существует область повышенного трения на стенке, совпадающая с областью генерации волн быстрой и медленной ряби. Сходный результат был также получен при исследовании течения жидкости в волне возмущения с использованием в качестве трассеров захваченных пленкой жидкости пузырьков воздуха (см. раздел 5.3).

4.3. Определение волн возмущения и механизм формирования волн возмущения

Обнаружение явления генерации волн быстрой ряби и подтверждение их связи с уносом жидкости позволяет по-новому взглянуть на проблему идентификации волн возмущения. В любом экспериментальном исследовании при анализе записей толщины пленки возникает необходимость определить, какие из локальных максимумов записи соответствуют волнам возмущения, какие - волнам ряби, а также выяснить, присутствуют ли вообще в данных условиях волны возмущения. В большинстве экспериментальных работ волны возмущения идентифицировались на основе эмпирических количественных критериев. Так, в работе Chu & Dukler (1974) волна считалась волной возмущения в случае, если ее профиль дважды пересекал уровень средней толщины пленки жидкости, а в работе Zhao et al. (2013) волной возмущения считалась волна с амплитудой, в 1,6 раза превышающей среднюю толщину пленки. В ряде работ использовались такие количественные критерии, как скорость или время жизни. В работах, посвященных определению режимных границ перехода к уносу методом визуализации потока, волны возмущения описываются как волны с "сильно возмущенной" или "мутной" поверхностью.

В данной работе предлагается новое определение волны возмущения и, как следствие, новый критерий идентификации волны возмущения. Волнами возмущения предлагается считать ***структуры, способные генерировать на их задних склонах волны быстрой ряби***. Под волнами быстрой ряби подразумеваются коротковолновые возмущения, движущиеся по поверхности самой структуры со скоростью, превышающей скорость структуры. Такое определение не содержит произвольно вводимых количественных критериев. Оно согласуется с результатами визуальных наблюдений: именно коротковолновая рябь на поверхности волн возмущения делает их "мутными" при наблюдении на просвет. Оно также согласуется с известным наблюдением о необходимости наличия волн возмущения для уноса жидкости с поверхности пленки, уточняя это условие, поскольку на самом деле для уноса необходимо именно наличие волн быстрой ряби. Недостатком такого определения является неудобство его практического применения: для обнаружения волн быстрой ряби необходимо проведение пространственно-временных измерений толщины пленки с высоким разрешением; как уже было отмечено, немногие методы измерений удовлетворяют таким требованиям.

Одним из способов понять природу волн возмущения является изучение процесса их формирования. Исследователи сходятся в том, что волны возмущения формируются невдалеке от входа в канал, однако конкретные расстояния у разных исследователей различаются. Это связано не в последнюю очередь с использованием различных критериев идентификации волн возмущения, а также с различными условиями экспериментов. Эксперименты данной работы по исследованию процесса формирования волн возмущения проводились в области длиной 100

мм, начинающейся на расстоянии 3 мм от выхода жидкости из щели (см. рис. 4.5). Продольное сечение канала наблюдалось линейкой из 500 пикселей, что давало пространственное разрешение в 0,2 мм/пиксель. Частота съемки составляла 10 кГц, время экспозиции варьировалось в пределах 50-80 мкс.

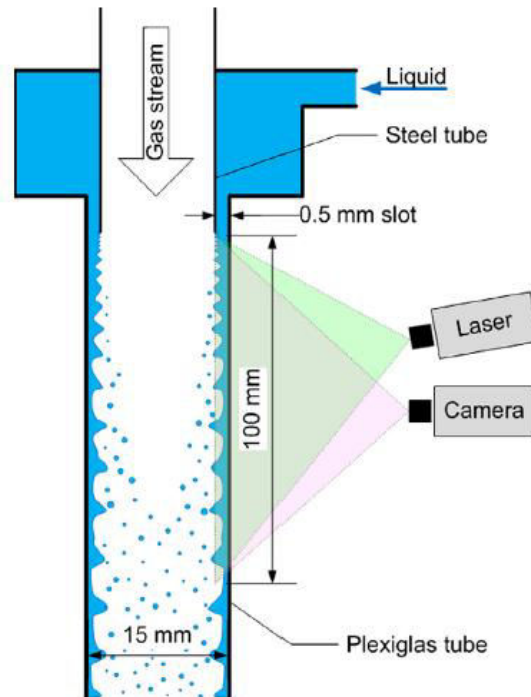


Рис. 4.5. Положение области измерений.

В результате были получены пространственно-временные записи локальной толщины пленки вблизи входа в канал. Примеры таких записей приведены на рисунке 4.6. В непосредственной близости от входа в канал поверхность пленки покрыта короткими высокочастотными волнами, демонстрирующими высокий уровень регулярности по сравнению с волнами возмущения, наблюдаемыми вдали от входа. Амплитуда этих волн выглядит очень высокой в ЛИФ-данных, но она может быть существенно завышенной вследствие искажений ЛИФ-метода на крутых склонах этих волн. Эти волны, получившие название начальных волн ("*Initial waves*"), скорее всего, возникают вследствие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца участка поверхности пленки, покидающей щель распределителя. Распространяясь вниз по потоку, эти волны постепенно теряют амплитуду и скорость ("*Decaying initial waves*" на рис. 4.6). Это, скорее всего, связано с уменьшением толщины пленки с удалением от входа в канал: средняя толщина пленки в непосредственной близости от входа близка к толщине щели (0,5 мм), однако впоследствии она становится тоньше благодаря ускорению жидкости потоком газа.

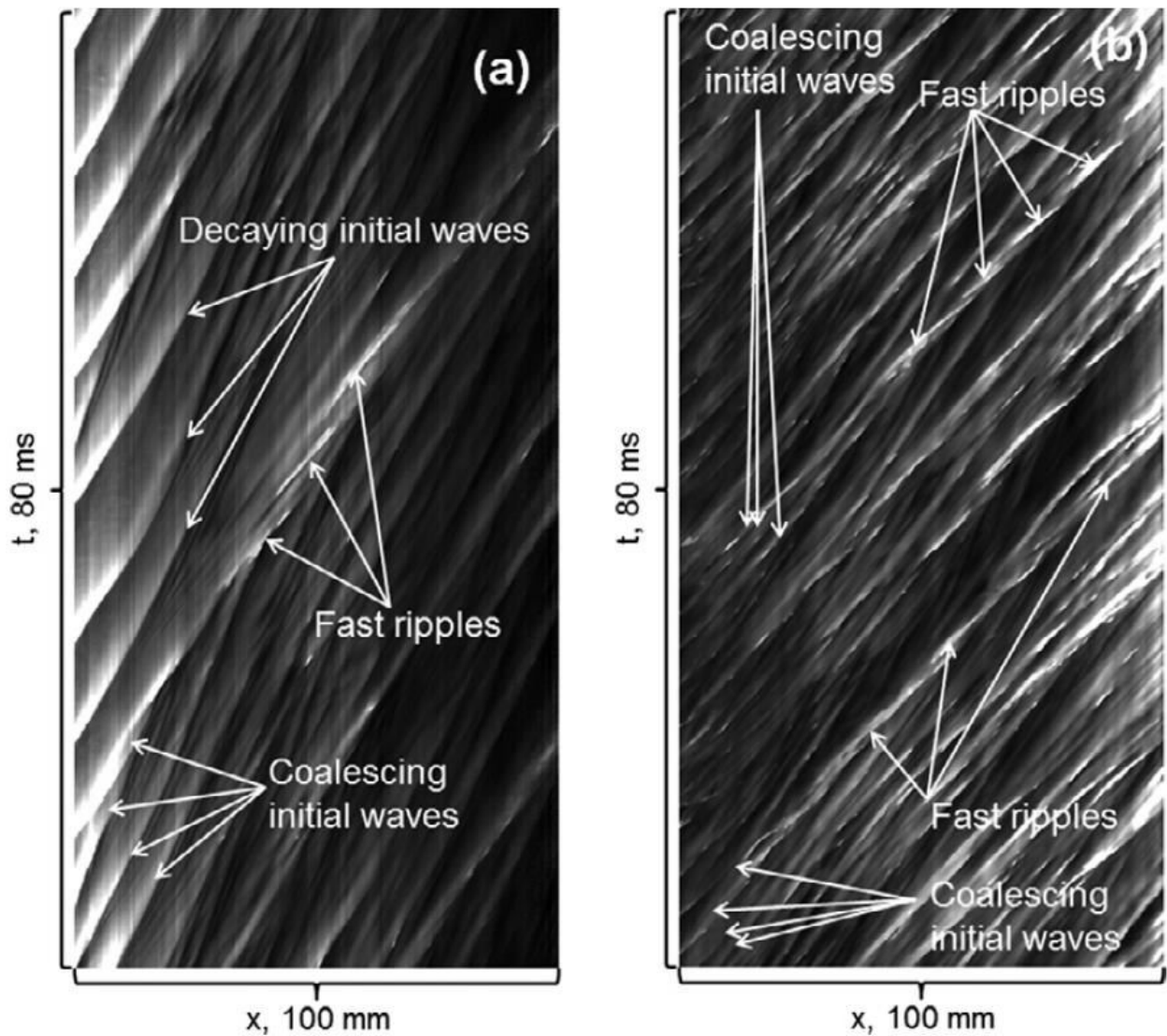


Рис. 4.6. Фрагменты пространственно-временных записей толщины пленки вблизи входа в канал. (a) $Re_L=220, V_G=22$ м/с; (b) $Re_L=400, V_G=29$ м/с.

Несмотря на относительно высокий уровень регулярности, начальные волны демонстрируют определенный разброс по скорости и времени разделения. В результате этой вариации возможно слияние соседних начальных волн. Волны, образовавшиеся в результате слияния, дольше сохраняют высокую скорость, что приводит к последующим слияниям новой волны с другими начальными волнами. В результате множественных слияний начальных волн ("coalescing initial waves" на рис. 4.6a) на поверхности пленки формируются крупномасштабные структуры, поверхность которых покрыта мелкими волнами, движущимися быстрее самих структур. Это описание полностью соответствует данному выше определению волн возмущения через способность генерировать волны быстрой ряби ("fast ripples" на рис. 4.6). Таким образом, волны возмущения формируются благодаря слиянию начальных высокочастотных волн, возникающих вследствие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца.

Насколько известно автору, этот механизм формирования волн возмущения впервые описан в литературе. В работе Zhao et al. (2013) было отмечено, что вблизи входа в канал до появления волн возмущения на поверхности пленки существуют лишь "волны ряби" ("ripples"), однако связи между этими "волнами ряби" и волнами возмущения обнаружено не было. Другая гипотеза связывает формирование волн возмущения с "взрывом турбулентности" в жидкой фазе (Martin & Azzopardi, 1985). Наблюдение о ключевой роли начальных мелкомасштабных волн в процессе формирования волн возмущения вступает в кажущееся противоречие с моделью, объясняющей появление волн возмущения через неустойчивость поверхности пленки к длинноволновым возмущениям (Hanratty & Hershman, 1961; Andreussi et al., 1985). В рамках этих моделей получена граница области режимов, в которой происходит переход к появлению волн возмущения. Эта оценка показала хорошее соответствие с экспериментальными данными, полученными в горизонтальных прямоугольных каналах. Более того, Hanratty & Hershman упоминают, что добавление поверхностно-активных веществ, подавляющее короткие волны, не предотвращало появления волн возмущения. Мы полагаем, что между двумя моделями нет неустраняемых противоречий. Неустойчивость поверхности пленки к длинноволновым возмущениям необходима для существования волн возмущения, иначе крупномасштабные структуры на поверхности пленки будут затухать. Однако слияние нескольких коротких волн является эффективным способом быстро создать крупномасштабное возмущение большой амплитуды на поверхности пленки, по сравнению с гипотетическим ростом длинноволнового возмущения бесконечно малой амплитуды на гладкой пленке. Сходное пространственно-временное поведение можно наблюдать при формировании крупномасштабных возмущений обдуваемой газом струи жидкости (см. рис. 13 в работе Odier et al. 2018).

При увеличении расхода жидкости и, в особенности, расхода газа, начальные волны становятся намного быстрее и короче. В результате существенно уменьшается расстояние между волнами, а абсолютная величина разброса по скорости индивидуальных волн, наоборот, возрастает. Это приводит к увеличению количества слияний начальных волн и, как следствие, к появлению большего количества волн возмущения на меньших расстояниях от входа в канал (ср. рис. 4.6а и б). Координаты появления индивидуальных волн возмущения, естественно, различаются, поскольку процесс их формирования является вероятностным. Однако для большинства режимных точек из исследованного диапазона ($Re_L=140-400$, $V_G=15-57$ м/с) доминирование волн возмущения в волновой структуре пленки жидкости начинается уже в пределах рабочей области.

Спектральный анализ перехода от начальных волн к волнам возмущения

Для того, чтобы количественно охарактеризовать процесс слияния волн и перехода от начальных волн к волнам возмущения, был проведен анализ эволюции спектров мощности временных записей толщины пленки с увеличением расстояния от входа в канал. Для каждой координаты, x_i , анализировались временные записи, полученные 11 пикселями, расположенными на отрезке ± 1 мм от x_i . Каждая запись длиной 20000 отсчетов была разделена на 8 равных частей; для каждого значения x_i было обработано 88 записей длиной 250 мс каждая. Применение быстрого преобразования Фурье к таким записям позволяет получить спектральные амплитуды для 1250 значений частоты с шагом 4 Гц. Полученные 88 спектров возводились в квадрат для получения спектров мощности и суммировались, что давало единый спектр мощности для точки x_i . Этот спектр сглаживался фильтром со скользящим окном размером в 7 отсчетов и нормировался на полную энергию спектра.

Примеры пространственной эволюции спектров сигнала для разных режимных точек приведены на рисунке 4.7. Каждый подрисунок разделен на две части: верхняя часть является графическим представлением матрицы спектров: каждая строка такой матрицы представляет собой спектр мощности сигнала, полученный на фиксированном расстоянии от входа. Локальная яркость изображения прямо пропорциональна значению спектральной мощности. Нижняя часть каждого подрисунка показывает форму нормированных спектров мощности для трех значений x_i (3, 53 и 103 мм). В тех режимах, при которых не происходит формирования волн возмущения в пределах рабочей области, в спектре мощности наблюдается один хорошо прописанный максимум (см. рис. 4.7а). Положение этого максимума, $f_{\max}$, соответствует частоте начальных волн. В области частот $f > f_{\max}$ мощность спектра, $A_N^2(f)$, затухает экспоненциально. В области $f < f_{\max}$ $A_N^2(f)$ не достигает нулевых значений даже при самых низких частотах; это связано с нерегулярным характером волн, в частности, с вариацией начальных волн по амплитуде и времени разделения. Максимум в спектре такого сигнала при удалении от входа в канал слабо смещается в сторону меньших частот, при этом изменения формы спектра практически не происходит.

В режимах с доминированием волн возмущения (рис. 4.7b-d) форма спектра претерпевает существенные изменения вниз по потоку. Частота начального пика (соответствующая частоте начальных волн) заметно выделяется на начальных этапах. Частота начальных волн растет с увеличением расходов жидкости и газа. Уровень $A_N^2(f)$ примерно одинаков в диапазоне частот от 0 до $f_{\max}$, а после - экспоненциально затухает. С увеличением расстояния от входа мощность начального пика постепенно снижается, и на определенных расстояниях пик становится неразличим. Расстояние, на котором прослеживается начальный пик, уменьшается с ростом скорости газа. Эта тенденция показана на рис. 4.8 для $Re_L=140$. Одновременно с затуханием

начального пика происходит рост вторичного пика с низкой частотой (помечен цифрой 2 на рисунках 4.7-8). С удалением от входа этот пик растет по амплитуде и слабо смещается в сторону низких частот. Таким образом, в случае доминирования волн возмущения (рис. 4.7b-d и 4.8) происходит не постепенное смещение максимума в спектре, а "перекачка" энергии из высокочастотного пика в низкочастотный. Эти два пика описывают начальные волны и волны возмущения, соответственно.

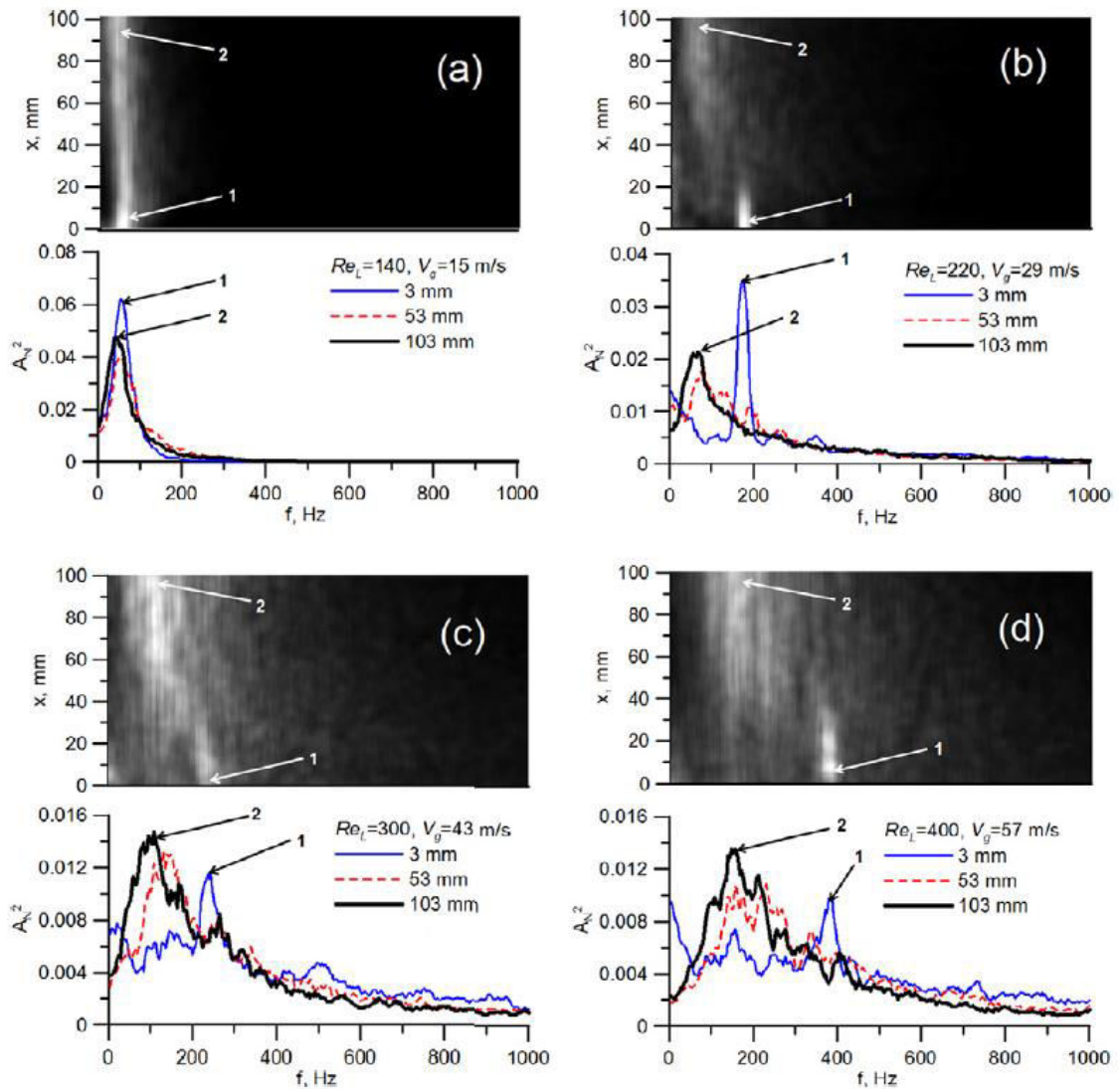
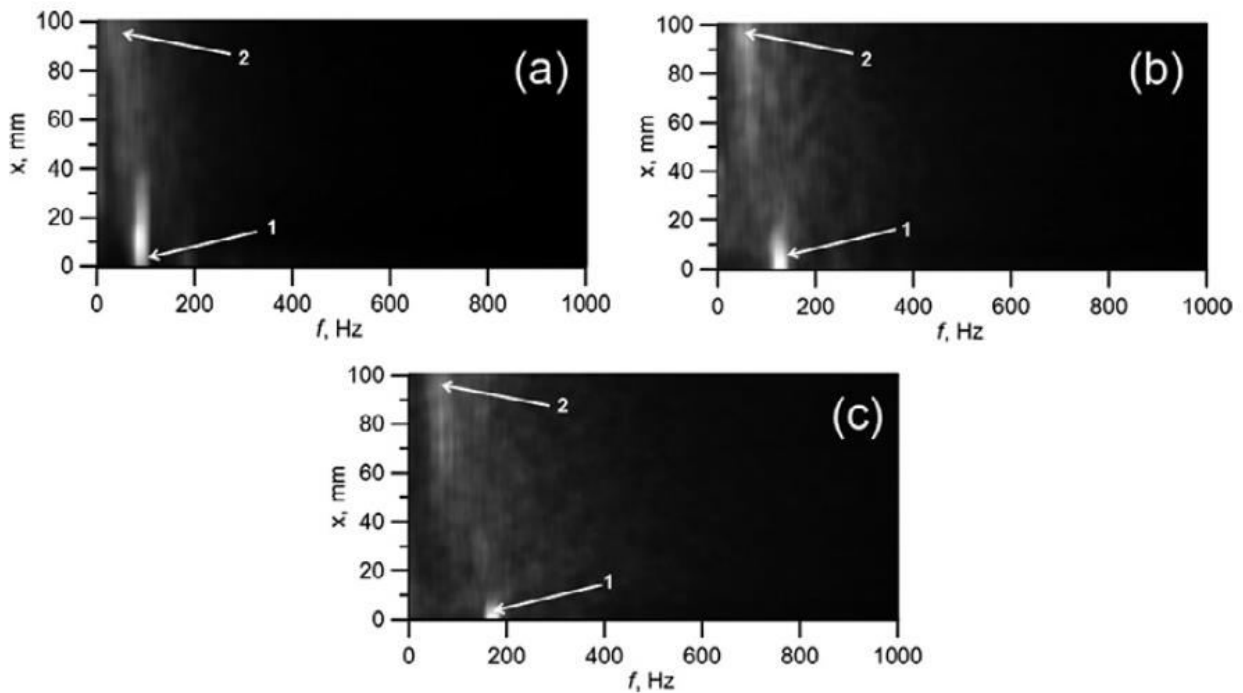


Рис. 4.7. Пространственная эволюция спектра мощности сигнала: (a) $Re_L=140$, $V_G=15$ м/с; (b) $Re_L=220$, $V_G=29$ м/с; (c) $Re_L=300$, $V_G=43$ м/с; (d) $Re_L=400$, $V_G=57$ м/с. Числами помечены частота максимума в спектре при $x=3$ мм (1) и $x=103$ мм (2).



4.8. Пространственная эволюция спектра мощности сигнала, $Re_L=140$: (a) $V_G=22$ м/с; (b) $V_G=29$ м/с; (c) $V_G=36$ м/с. Числами помечены частота максимума в спектре при $x=3$ мм (1) и $x=103$ мм (2).

Подобная эволюция спектра наблюдалась в работе Chang et al. (2002), в которой моделировалось развитие волн на поверхности пленки жидкости, стекающей в отсутствие газового потока. В этой работе изначально регулярные нелинейные волны испытывают слияние благодаря незначительному отклонению отдельных волн по амплитуде и, как следствие, скорости. Это приводит к дальнейшему повышению амплитуды и скорости волн, а также значительному понижению их частоты (рис. 4.9a). Такая эволюция системы волн с расстоянием вниз по потоку весьма напоминает процесс формирования волн возмущения из высокочастотных начальных волн (ср. с рис. 4.6). Эволюция спектра записей толщины пленки вниз по потоку также имеет сходство с картиной, представленной на рис. 4.7-8: на рис. 4.9(b) происходит постепенное затухание высокочастотного пика с параллельным ростом пика с более низкой частотой, который постепенно смещается в сторону меньших частот.

Ключевое отличие рассматриваемого нами случая от моделируемого Chang et al. (2002) состоит в том, что множественные слияния волн приводят не только к снижению частоты, но и к качественному изменению волновой структуры: волны возмущения отличаются от начальных волн продольным размером, формой, и, самое главное, способностью генерировать волны быстрой ряби. Возможно, существенная перестройка течения жидкости внутри волн возмущения (рис. 4.4) инициируется локальной турбулизацией течения при слияниях начальных волн.

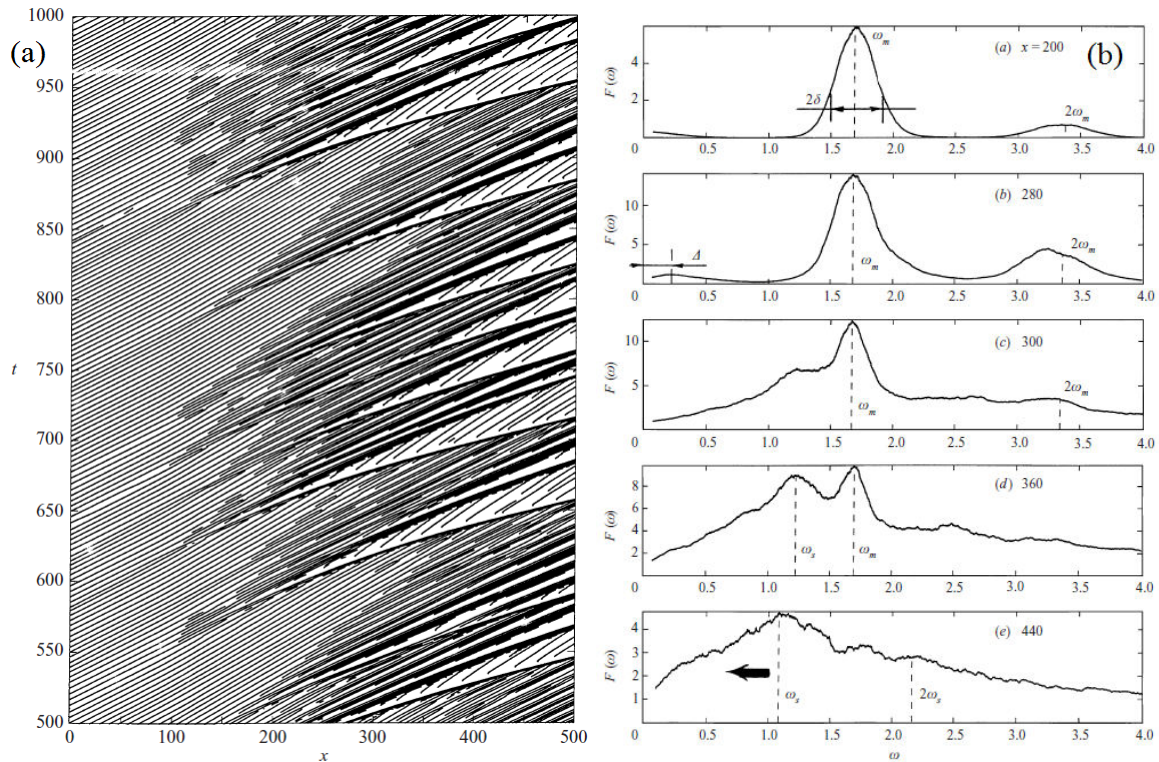


Рис. 4.9. Моделирование свободно стекающих пленок жидкости (Chang et al., 2002). (a) Характеристические линии волн с увеличением расстояния вниз по потоку. (b) Эволюция спектра сигнала вследствие слияний.

Универсальность механизма формирования волн

Анализируя приведенное выше описание механизма формирования волн возмущения, можно предположить, что этот механизм обусловлен особенностями способа организации входного участка и реализуется лишь в установках с распределителем определенной конфигурации и размеров. Для прямой проверки универсальности такого механизма требуется создание экспериментальных установок с различными конфигурациями входного участка (см., например, Okada 1992) и проведение аналогичных экспериментов в максимально широком спектре конфигураций. Более простым способом обоснования независимости данного механизма от начальных условий является поиск схожих событий - актов формирования крупномасштабных волн, генерирующих волны быстрой ряби, за счет слияния высокочастотных волн меньшего масштаба - вдали от входа в канал, где конфигурация входного участка уже не влияет на характеристики течения. Результатом поиска таких событий в широком диапазоне условий эксперимента на той же самой экспериментальной установке стало обнаружение двух типов событий, соответствующих приведенному выше описанию.

Первый случай описывает формирование так называемых "эфемерных волн" ("*ephemeral waves*") вдали от входа в канал в режимах с уносом жидкой фазы. Согласно Sekoguchi & Takeishi (1989), Wolf et al. (1996), Sekoguchi & Mori (1997), такие волны возникают на задних

склонах волн возмущения и отличаются от волн медленной ряби по ряду количественных характеристик (более высокая амплитуда и скорость, значительно более низкая частота). Эфемерные волны можно наблюдать в наших данных: частота их появления повышается с ростом расходов жидкости и газа. Примеры формирования и пространственно-временных траекторий эфемерных волн приведены на рис. 4.10. На каждом из подрисунков эфемерная волна обведена пунктирным эллипсом, помеченным цифрой 3.

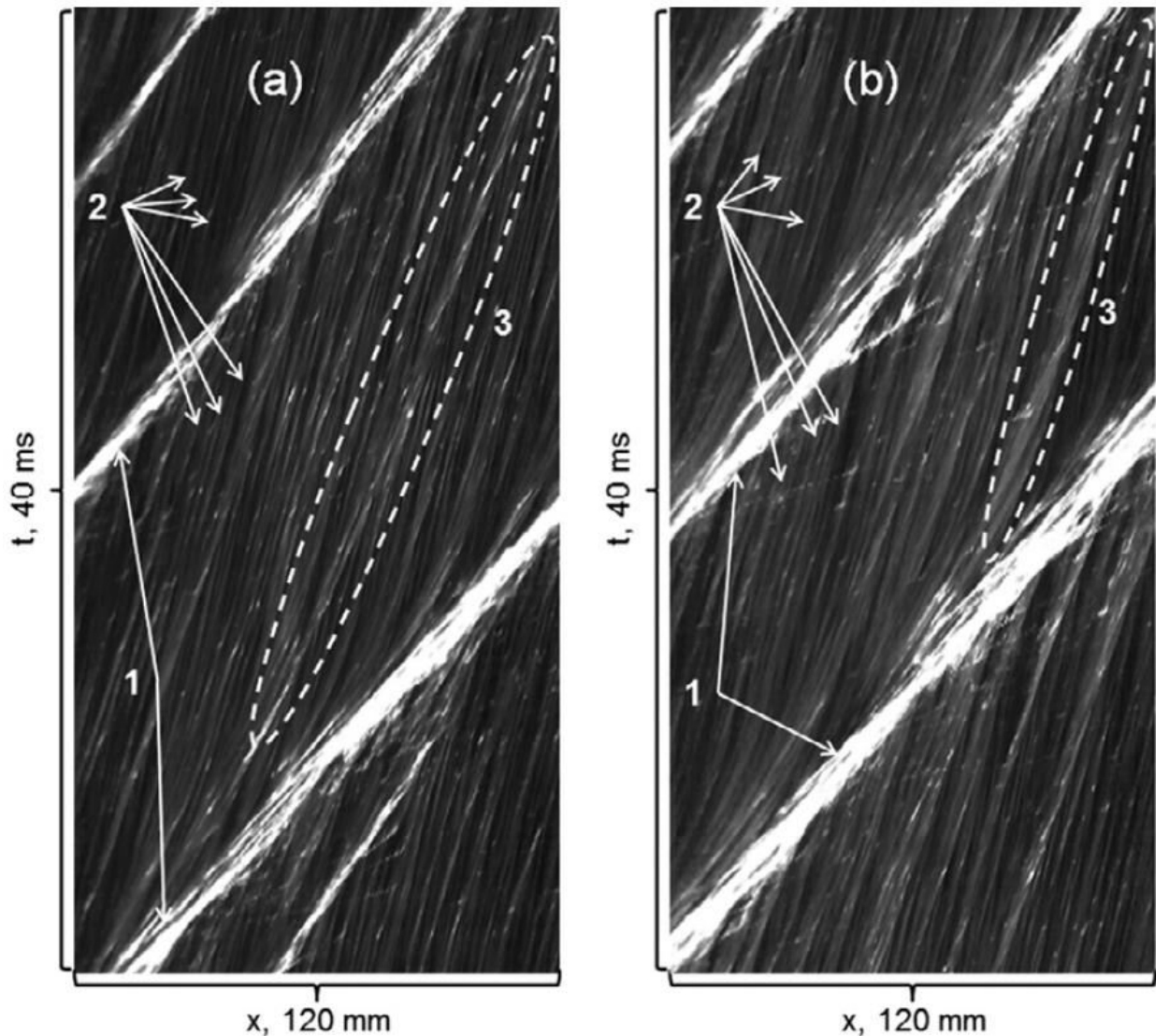


Рис. 4.10. Формирование эфемерных волн на задних склонах волн возмущения. (1) Волны возмущения; (2) волны медленной ряби; (3) эфемерные волны. $Re_L=142, V_G=58$ м/с (а); $Re_L=220, V_G=52$ м/с (b). $x=500-620$ мм от входа в канал.

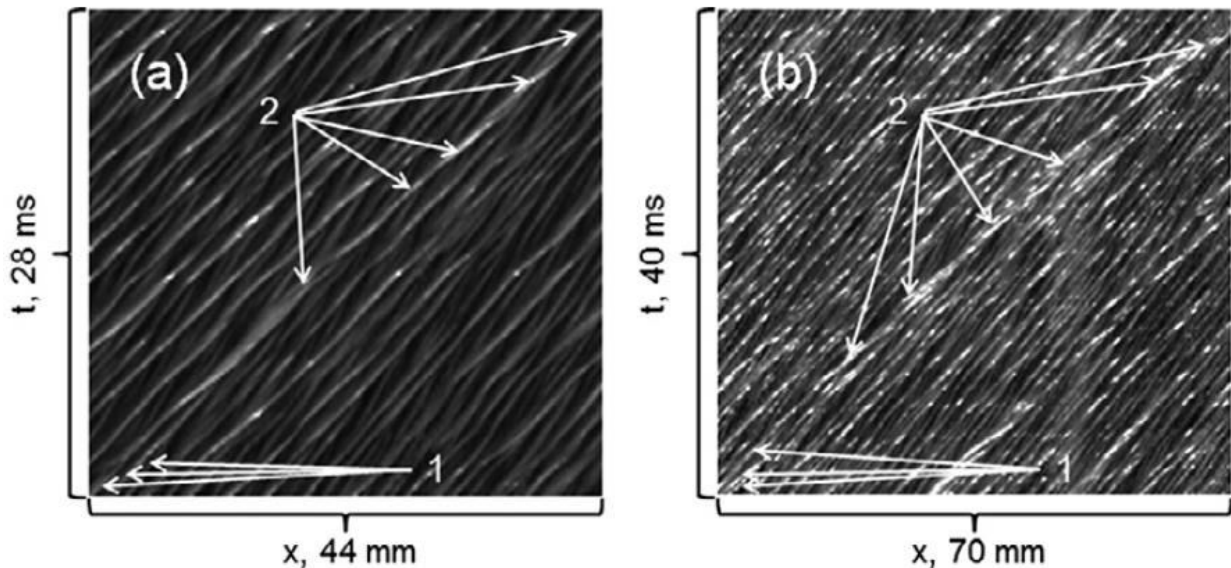
Эфемерные волны покрыты волнами быстрой ряби, которые генерируются на их задних склонах. Таким образом, согласно приведенному выше определению, эфемерные волны также могут считаться волнами возмущения, которые, в отличие от "обычных" волн возмущения, могут формироваться вдали от входа в канал. Предположительно, эфемерная волна может

развиваться, приобретая все большую скорость и амплитуду, и в итоге стать неотличимой от "обычных" волн возмущения. В приведенных экспериментальных данных такого обычно не происходит, поскольку из-за различия в скорости эфемерные волны быстро поглощаются "обычными" волнами возмущения. Однако эфемерные волны могут играть существенную роль на очень больших расстояниях от входа, где частота волн возмущения сильно снижается и эфемерная волна может располагать достаточным временем для того, чтобы развиваться и ускориться, и, таким образом, избежать поглощения. Возможно, именно благодаря генерации эфемерных волн на больших расстояниях от входа и поддерживается сравнительно неизменная частота следования волн возмущения.

Из рисунков 4.10 видно, что эфемерные волны действительно формируются на задних склонах волн возмущения. При этом изначально на заднем склоне возмущения генерируются волны медленной ряби, в полном соответствии с приведенным в начале главы 4 описанием (см. рис. 4.1-2). Однако при достаточно больших амплитуде и разбросе по скоростям волн медленной ряби происходит их слияние с формированием эфемерных волн, способных генерировать волны быстрой ряби.

Второй случай формирования крупномасштабных волн с быстрой рябью вдали от входа в канал был обнаружен в области низких расходов жидкости и высоких расходов газа, в режимах без уноса жидкости в дисперсную фазу, но уже достаточно близко к режимной границе перехода к уносу. При очень высоких скоростях газа и числе Рейнольдса жидкости, приближающемся к критическому, можно наблюдать нерегулярные волны, покрытые волнами быстрой ряби. Такие волны встречаются намного реже, чем "обычные" первичные волны. Частота их появления растет с увеличением скорости газа, числа Рейнольдса жидкости и вязкости жидкости, а также с уменьшением диаметра канала. Примеры изображений таких волн приведены на рисунке 4.11.

Можно видеть, что такие волны формируются благодаря слиянию первичных волн. Несмотря на наличие волн быстрой ряби, уноса жидкости в дисперсную фазу в таких режимах зафиксировано не было. Как будет подтверждено в дальнейшем, присутствие волн быстрой ряби является необходимым, но не достаточным условием для наличия уноса. Существует диапазон условий, при которых волны быстрой ряби могут формироваться, но еще не разрушаются на капли газовым потоком. Кроме того, в подобных режимах волны, покрытые быстрой рябью, характеризуются коротким временем жизни. Последнее можно объяснить тем, что при низких числах Рейнольдса жидкости поверхность пленки, по-видимому, устойчива к длинноволновым возмущениям (см. дискуссию к рис. 4.6 выше), и такие возмущения, возникнув вследствие слияния коротких волн, быстро затухают.



4.11. Формирование волн, покрытых волнами быстрой ряби в кольцевом течении без уноса жидкости в дисперсную фазу. (a) $Re_L=40$, $V_G=58$ м/с, вода, $d=15$ мм, $x=500-620$ мм. (b) $Re_L=32$, $V_G=70$ м/с, водоглицериновый раствор с вязкостью $\nu=1.9 \times 10^{-6}$ м²/с, $d=11,7$ мм, $x=400-500$ мм. (1) Сливающиеся первичные волны; (2) Волны быстрой ряби.

Подводя итог, можно сказать, что все волны, генерирующие волны быстрой ряби на их задних склонах, формируются благодаря слиянию более коротких волн. В различных случаях "исходным материалом" для создания волн с быстрой рябью являются разные короткие волны. При формировании волн возмущения вблизи входа в канал источником служат начальные волны, предположительно, волны максимального роста, появляющиеся благодаря неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. При формировании эфемерных волн вдали от входа в канал источником служат волны медленной ряби, генерируемые на задних склонах волн возмущения, а при формировании волн с быстрой рябью вблизи перехода к уносу - первичные волны. Приведенные наблюдения согласуются с предположением, что обнаруженный механизм формирования волн универсален и не определяется конфигурацией входного участка. Ожидается, что этот механизм будет реализован при любой конфигурации входа, если жидкость вводится в виде пленки. Если же жидкая пленка на стенках канала формируется постепенно (например, из-за осаждения капель в газокapельном потоке или конденсации пара на стенках канала), изначально волновая картина будет соответствовать волновой структуре в режимах без уноса жидкости в дисперсную фазу, т.е., состоять из первичных и вторичных волн. Однако, по мере увеличения локального расхода жидкости, на поверхности пленки начнут время от времени происходить слияния первичных волн, генерирующие короткоживущие волны, покрытые быстрой рябью. При дальнейшем увеличении расхода жидкости такие волны перестанут затухать и разовьются в полноценные волны возмущения.

Дальнейшая эволюция волн возмущения. Сравнение с моделями

Для исследования дальнейшей эволюции волн возмущения были проведены эксперименты в более длинной области (длина области составила 450 мм, за счет огрубления пространственного разрешения до 0,45 мм/пиксель). Примеры записей толщины пленки, демонстрирующих эволюцию волн на протяженном участке канала, приведены на рис. 4.12. С целью сделать волны ряби на остаточном слое более различимыми, локальная яркость данных изображений сделана пропорциональной логарифму толщины пленки. Вертикальные полосы в области $x \sim 80$ мм и $x \sim 120$ мм соответствуют местам соединения секций сборного канала.

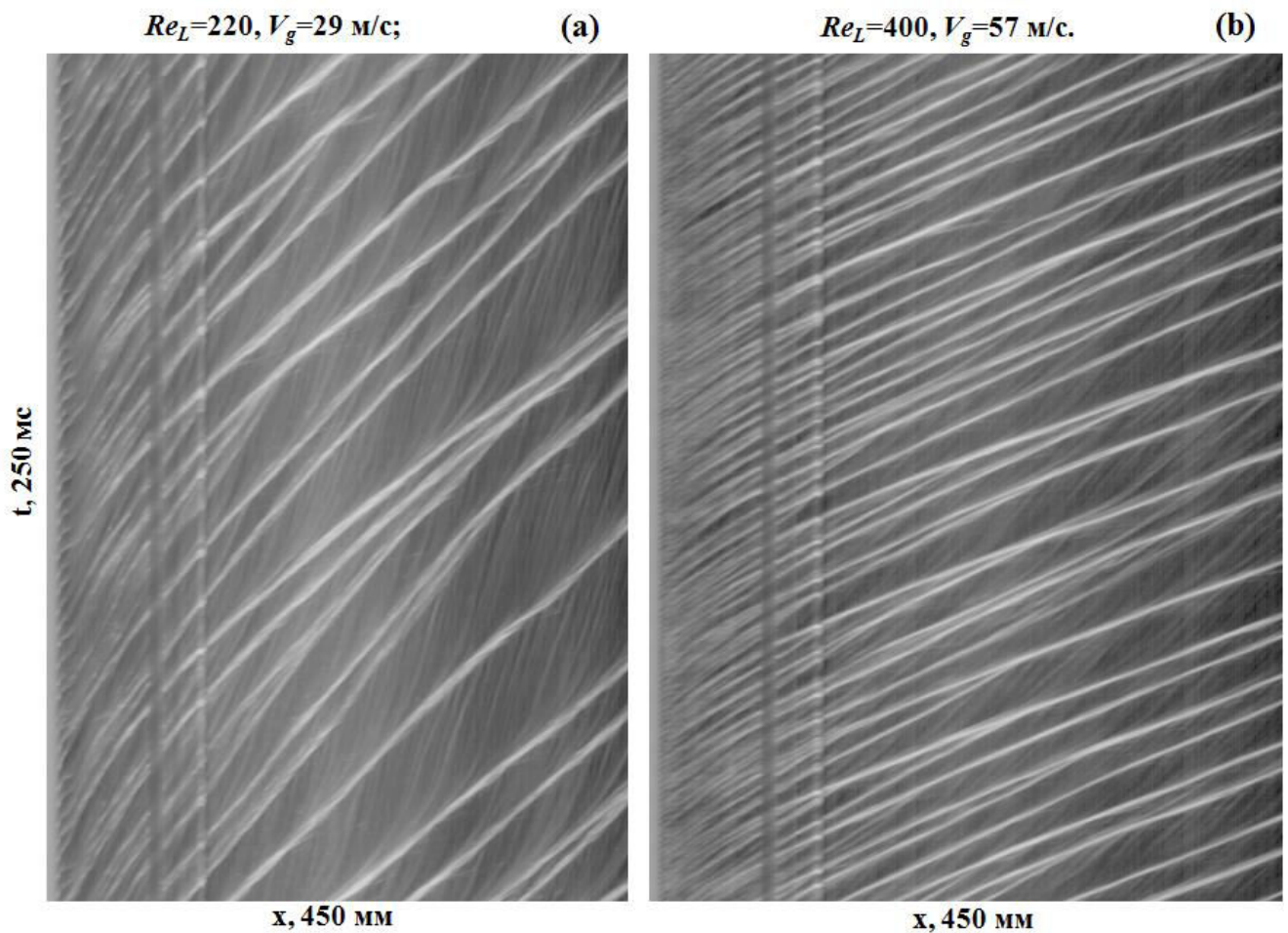


Рис. 4.12. Пространственно-временная эволюция толщины пленки жидкости на первых 45 см от входа в канал. Опускное дисперсно-кольцевое течение в цилиндрическом канале диаметром 11,7 мм.

Вблизи входа в канал (левый край изображений) различимы высокочастотные начальные волны, которые, сливаясь, генерируют волны возмущения. Сформировавшиеся волны возмущения испытывают индивидуальное ускорение: наклон их траекторий к оси x уменьшается и в правой части рабочей области становится практически постоянным. Также происходят множественные слияния волн возмущения друг с другом, что приводит к

понижению частоты их следования (и, соответственно, увеличению расстояния между волнами возмущения) вниз по потоку.

Представленная картина демонстрирует причину расхождения между моделями, предсказывающими характеристики волн возмущения, исходя из анализа устойчивости (см. 1.4.4), и результатами экспериментальных измерений характеристик волн возмущения. Измерения обычно проводятся вдали от входа в канал (как правило, далеко за пределами области, приведенной на рис. 4.12), для волн, прошедших все этапы эволюции, представленные на рис. 4.12, в то время как анализ устойчивости проводится для безволновой пленки, которая может наблюдаться лишь в непосредственной близости от распределителя. При этом в моделях предполагается, что длина волны наиболее быстро растущих возмущений соответствует измеренному расстоянию между волнами возмущения.

Так, например, анализ устойчивости, приведенный в книге Hewitt & Hall Taylor (1970) и воспроизведенный в ряде недавних физических моделей, предсказывающих интенсивность уноса жидкости в дисперсную фазу, дает значения длины волны волн возмущения порядка 0,1 мм (см. рис. 4.13а, демонстрирующий результаты расчетов Liu & Bai, 2017). В то же время, согласно результатам измерений, расстояние между волнами возмущения составляет порядка 0,1 м (см. рис. 4.13b, демонстрирующий данные измерений Dasgupta et al., 2017), т.е., модель занижает эту величину на три порядка. Модель могла бы быть использована для предсказания частоты следования начальных волн. Результаты такого сопоставления приведены на рис. 4.13c-d, для условий экспериментов данной работы. Видно, что, хотя модель верно воспроизводит зависимость частоты следования от расходов жидкой и газовой фаз на качественном уровне, предсказанные значения частоты начальных волн примерно на порядок превышают измеренные значения. Причиной такого расхождения, скорее всего, является упрощенный характер невязкой модели, использованной Hewitt & Hall Taylor (1970). Кроме того, такая модель может предсказать лишь длину волны нейтральных возмущений, но не длину волн максимального роста. Именно эта величина рассчитывается в модели. Hewitt & Hall Taylor (1970) предполагали, что длина волны максимального роста вдвое превышает длину волны нейтральных возмущений; двукратное снижение частоты улучшает соответствие между теорией и экспериментом, но различие остается существенным.

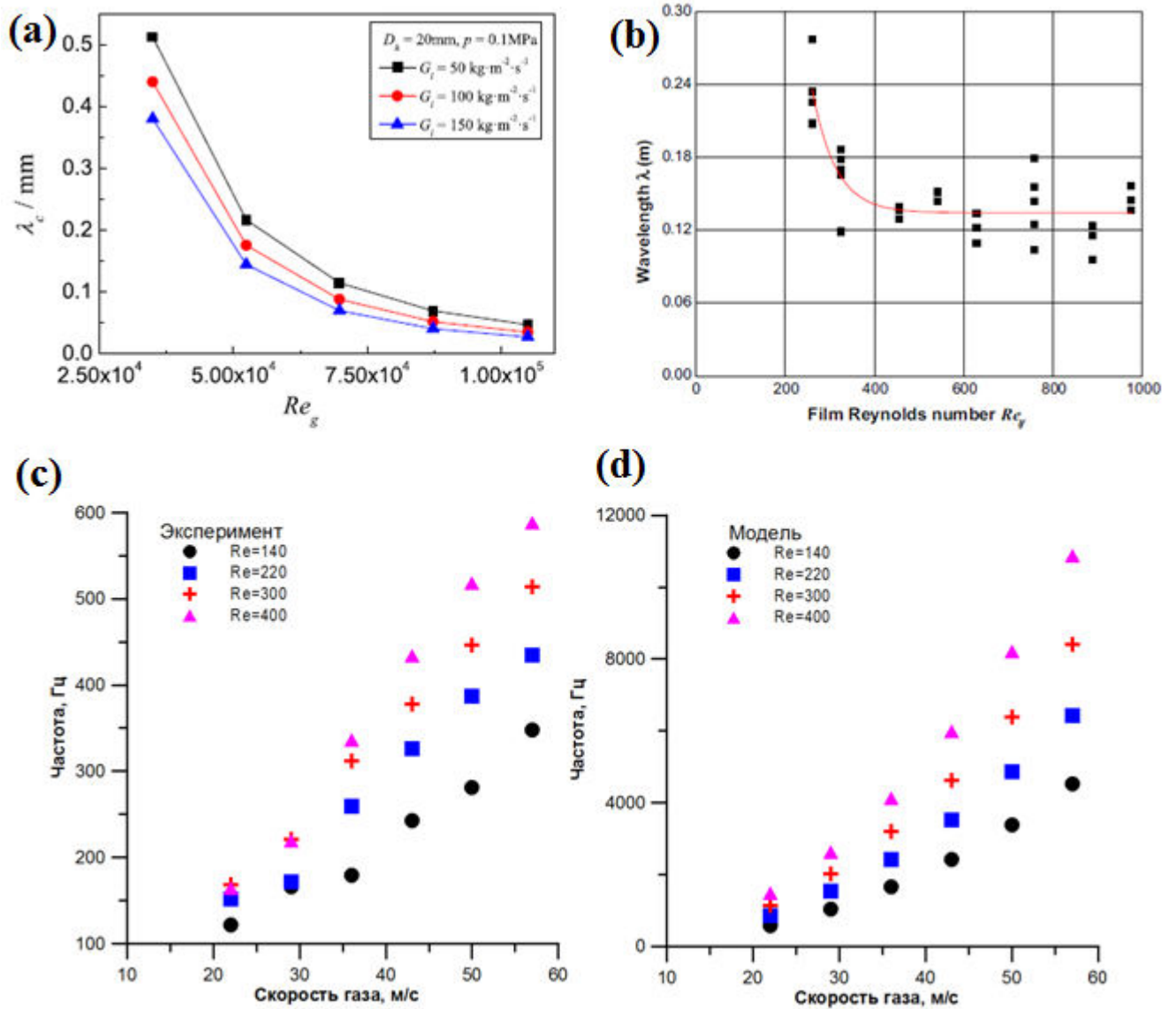


Рис. 4.13. (a) Расчет длины волн возмущения Liu & Bai (2017) по модели Hewitt & Hall Taylor (1970). (b) Расстояние между волнами возмущения (Dasgupta et al., 2017). (c) Измеренная частота следования начальных волн (данная работа). (d) Частота следования нейтральных возмущений, расчет по модели Hewitt & Hall Taylor (1970) для условий данной работы.

При численном моделировании волновой структуры дисперсно-кольцевого течения развитием течения вниз по потоку также обычно пренебрегается: в целях экономии расчетного времени моделирование проводится в области малых размеров с наложенными периодическими граничными условиями по продольной и поперечной координатам. В недавней работе Fan et al. (2018) моделирование проводилось в протяженной рабочей области, начиная от входа жидкости и газа в канал. Длина рабочей области составляет около 700 мм, решается трехмерная задача во всем объеме трубы. Геометрия канала и входного участка моделирует установку 1 данной работы. Определение положения межфазной поверхности проводится методом Volume of Fluid,

турбулентность моделируется методом RANS. Авторы представляют результаты расчетов в виде пространственно-временных записей толщины пленки, $h(x,t)$. Пример такой записи представлен на рис. 4.14 для случая $Re_L=350$, $V_G=18$ м/с.

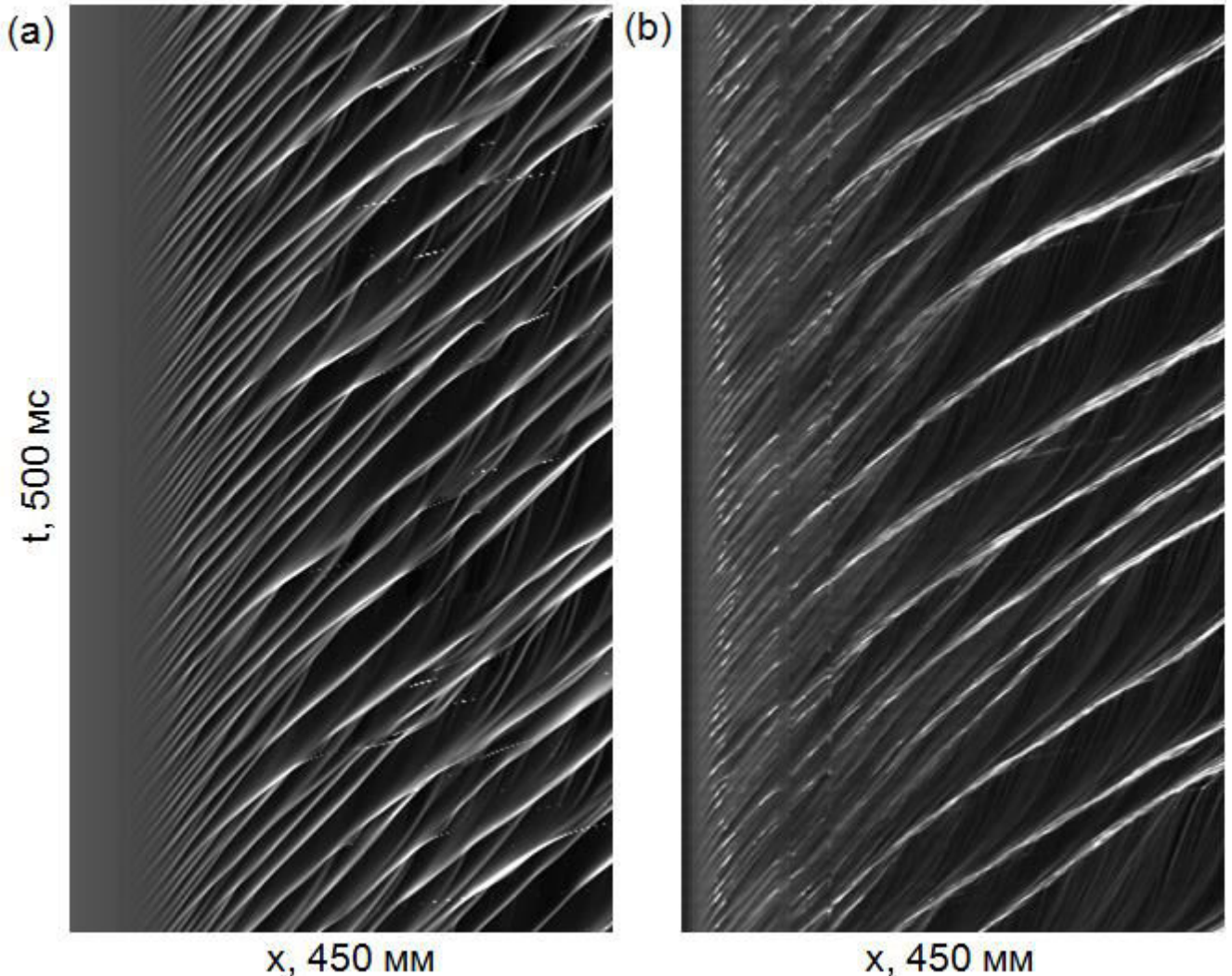


Рис. 4.14. (a) Численное моделирование (VoF, RANS) пространственно-временной эволюции поверхности пленки с расстоянием вниз по потоку (Fan et al. 2018). $Re_L=350$, $V_G=18$ м/с, $d=15$ мм. (b) Эксперимент, $Re_L=300$, $V_G=15$ м/с, $d=11,7$ мм.

Сравнение показывает, что модель качественно воспроизводит воспроизводит эволюцию течения на начальном участке: вблизи входа генерируются начальные высокочастотные волны. Частота моделируемых начальных волн достаточно близка к наблюдаемой в эксперименте. Эти волны также претерпевают слияния, в результате которых формируются волн большей амплитуды и скорости, с гребней которых срываются капли жидкости. Траектории капель, сорванных с поверхности пленки, выглядят как узкие прерывистые линии с малым наклоном к оси x . Капли срываются в результате разрушения мелких волн на гребнях волн, образовавшихся

в результате слияния. Динамика мелких волн соответствует динамике волн быстрой ряби в экспериментах. Также моделируемые волны возмущения генерируют волны медленной ряби на их задних склонах, эволюция волн медленной ряби соответствует наблюдаемой в экспериментах. Скорость моделируемых волн возмущения также возрастает на начальном участке, после чего практически стабилизируется, как и в эксперименте.

Существуют заметные количественные различия между моделью и экспериментом: генерация начальных волн в модели происходит на несколько раз больших расстояниях от входа в канал; скорость волн возмущения в модели на 30-40% ниже, чем в эксперименте; средняя толщина пленки жидкости в модели выше на 10-15%. Ключевым качественным и количественным отличием от эксперимента является отсутствие значительного укрупнения продольного масштаба волн в результате слияния начальных волн, наблюдаемого в эксперименте: продольный размер волн, образовавшихся в результате слияния, лишь незначительно превосходит продольный размер начальных волн. Одним из следствий этого различия является значительно более редкая и менее регулярная генерация волн быстрой и медленной ряби в модели. Кроме того, моделируемые волны возмущения менее стабильны, и при особо сильном срыве капель могут существенно замедлиться и в итоге даже исчезнуть.

Несмотря на перечисленные различия, модель является самой перспективной из существующих на сегодняшний день. В настоящее время автором проводится совместная работа с данной исследовательской группой по количественному сопоставлению модели и эксперимента, и усовершенствования модели с целью устранения существующих недостатков.

4.4. Количественный анализ пространственно-временной эволюции волн возмущения и волн быстрой и медленной ряби

Метод автоматической идентификации пространственно-временных траекторий волн возмущения

Основной объем экспериментов данной работы проводился в опускном дисперсно-кольцевом течении, в вертикальной трубе круглого сечения с внутренним диаметром 15 мм, для чисел Рейнольдса жидкости 140, 220 и 350, и скоростей газа 27 - 58 м/с. В этих экспериментах использовались три рабочих жидкости с различной вязкостью: вода (при рабочей температуре ее вязкость составляла $1,15 \cdot 10^{-6}$ м²/с) и два водоглицериновых раствора с кинематической вязкостью $1,5 \cdot 10^{-6}$ м²/с (ВГР1) и $1,9 \cdot 10^{-6}$ м²/с (ВГР2). Плотность водоглицериновых растворов составляла, соответственно, 1030 и 1050 кг/м³. Поверхностное натяжение было практически одинаковым для всех трех рабочих жидкостей. Область измерений располагалась на расстоянии 500-620 мм от входа в канал, пространственное разрешение составляло 0,2 мм/пиксель, частота съемки - 10 кГц, время экспозиции - от 30 до 70 мкс. Для каждой режимной точки записывались две реализации длиной в 2 секунды каждая. Таким образом, каждая пространственно-временная запись представляет собой матрицу $h(t,x)$ размерами 20000 (2 секунды с частотой 10 кГц) на 600 (область длиной 12 см наблюдается линейкой из 500 пикселей, каждый из которых "видит" область длиной 0,2 мм). В дальнейшем описании алгоритма обработки время t дается в единицах, соответствующих номеру строки матрицы, от 1 до $T=20000$, x соответствует номеру пикселя и меняется от 1 до $X=500$.

Как было отмечено ранее, для идентификации волн возмущения на временных записях толщины пленки в большинстве экспериментальных работ использовались пороговые значения амплитуды волн, подобранные эмпирически и привязанные к среднему или наиболее вероятному значению толщины пленки. Распределения по толщине пленки не имеют выраженных особенностей, которые позволили бы обосновать выбор порога. По этой причине выбрать порог так, чтобы он отсеивал все волны медленной ряби, но пропускал все волны возмущения, затруднительно. При анализе пространственно-временных записей появляется дополнительный критерий отбора, а именно, скорость распространения волн. В качестве нового критерия идентификации, оптимальным образом сочетающим достоинства двух критериев (амплитуда и скорость волн) является средняя толщина пленки вдоль направления, $h_V(t)$:

$$h_V(t) = \frac{1}{X} \sum_{x=1}^X h\left(t + \frac{x-1}{V}, x\right) \quad (4.1)$$

Здесь t - момент времени, в который выбранная линия проходит через точку $x=1$, а V - скорость движения вдоль данной линии (т.е., тангенс угла наклона прямой, вдоль которой считается средняя толщина, к оси t). В качестве опорной величины необходимо определить характерную скорость волн возмущения в данных условиях эксперимента. Для определения этой скорости использовался кросскорреляционный метод. Метод применяется к временным записям толщины пленки, $h(t, x_1)$ и $h(t, x_2)$, где $x_1=x-dx$ и $x_2=x+dx$. Корреляция между двумя записями вычисляется как функция от временной задержки, τ :

$$b(x_1, x_2, \tau) = \sum_t (h(t, x_1) - \langle h(t, x_1) \rangle)(h(t + \tau, x_2) - \langle h(t + \tau, x_2) \rangle) \quad (4.2)$$

Параметр τ варьируется в широком диапазоне положительных и отрицательных значений с шагом, равным периоду съемки. Значение τ , при котором величина корреляции максимальна, характеризует временной сдвиг между двумя записями. Величина dx подбирается так, чтобы обеспечить оптимальный баланс между локальностью измерений и точностью определения временного сдвига. Характерное значение dx составляло 25 пикселей (5 мм). Для повышения точности проводилась параболическая интерполяция функции $b(\tau)$ по трем точкам в окрестности максимума. В результате временной сдвиг можно было определить по положению максимума полученной параболы, τ_m . Кросскорреляционная скорость волн возмущения, $V_c(x_1, x_2)$ определялась как $2dx/\tau_m$. Волны возмущения обладают большой амплитудой, поэтому их смещение вносит самый значительный вклад в кросскорреляционную функцию. Таким образом, можно ожидать, что V_c будет соответствовать характерной скорости волн возмущения. Для дальнейшей обработки использовалось среднее значение V_c по всем комбинациям $\{x_1, x_2\}$, разделенным одним и тем же расстоянием dx .

Значение V_c можно использовать в качестве первого приближения при построении вспомогательного массива $h_v(t)$, см. формулу (4.1). Чтобы избежать краевых эффектов, t варьируется от 1 до $T-X/V_c$. При такой обработке часть волн возмущения в начале и в конце записи будет утрачена, однако величина X/V_c не превышает 3% от T для самых низких значений V_c . Поиск времени появления волн возмущения в рабочей области проводился при помощи порогового значения толщины пленки, выбранного равным $h_u=1,5h_b$, где h_b - толщина остаточного слоя жидкости, определяемая как наиболее вероятное значение толщины пленки. Пример фрагмента записи $h_v(t)$ с пороговым значением приведен на рис. 4.15(а).

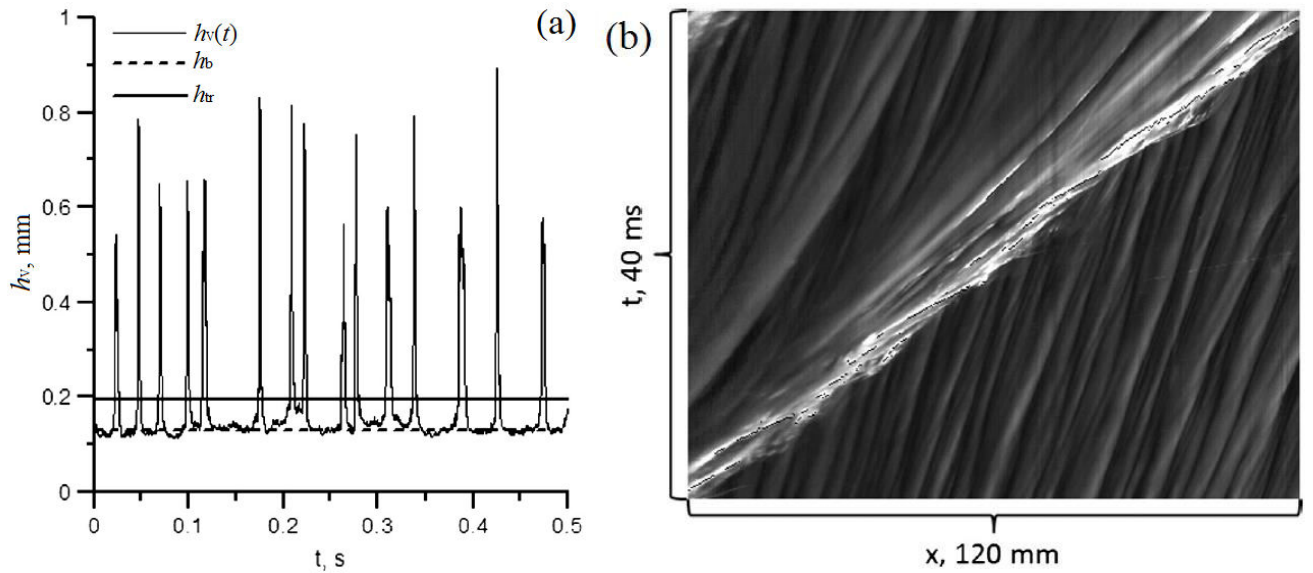


Рис. 4.15. (а) Фрагмент временной записи средней толщины пленки вдоль направления V_c . Вода, $Re_L=220$, $V_G=36$ м/с. (б) Итоговая корректировка траектории волны возмущения. Значения $t_m(x)$ показаны черными точками.

Следует отметить, что описанное ранее (п. 2.3-4) локальное завышение методом ЛИФ значений толщины пленки под передними склонами волн быстрой ряби дает свой вклад в h_v . Поскольку волны быстрой ряби встречаются лишь на гребнях волн возмущения, завышенные значения толщины пленки усиливают контраст по средней толщине пленки между волнами возмущения и остаточным слоем жидкости. Таким образом, в данном случае оптические искажения метода ЛИФ приносят некоторую пользу, облегчая идентификацию волн возмущения.

Для каждого непрерывного участка записи h_v , такого, что $h_v > h_{tr}$, определялся момент времени t_0 , соответствующий локальному максимуму h_v на этом участке. Это дает набор прямых, характеризующихся начальным временем t_0 (своим для каждой волны) и скоростью V (одинаковой и равной V_c для всех волн на данном этапе). На следующем этапе производилась коррекция траекторий посредством вариации обоих параметров, t_0 и V . Для каждой волны скорость варьировалась в интервале $0,5V_c < V < 1,5V_c$ с шагом $0,01V_c$.

Интервал варьирования начального времени подбирался таким образом, чтобы новые траектории при любой скорости из выбранного интервала пересекались с траекторией $\{t_0, V_c\}$. Конкретно, для $V < V_c$ начальное время t_i варьировалось в интервале

$$t_0 - X \frac{V_c - V}{V_c * V} \leq t_i \leq t_0 \quad (4.3)$$

а для $V > V_c$ начальное время t_i варьировалось в интервале

$$t_0 \leq t_i \leq t_0 + X \frac{V - V_c}{V_c * V} \quad (4.4)$$

Из всего набора возможных траекторий выбиралась траектория, вдоль которой средняя толщина пленки была максимальна. После выбора проводилась дополнительная коррекция, в основе которой лежит определение гребня волны возмущения как участка поверхности пленки, покрытого волнами быстрой ряби. Хотя амплитуды волн быстрой ряби могут быть серьезно завышены вследствие оптических искажений, их координаты определяются верно, и волны быстрой ряби по-прежнему находятся на гребне волны возмущения. В окрестности полученной линии для каждого x был определен момент времени t_m , в который локальная толщина пленки для данного x была максимальной. Далее проводилась линейная аппроксимация всех полученных точек $t_m(x)$, результат которой и считался пространственно-временной траекторией волн возмущения. Пример определения точек $t_m(x)$ показан на рис. 4.15(b).

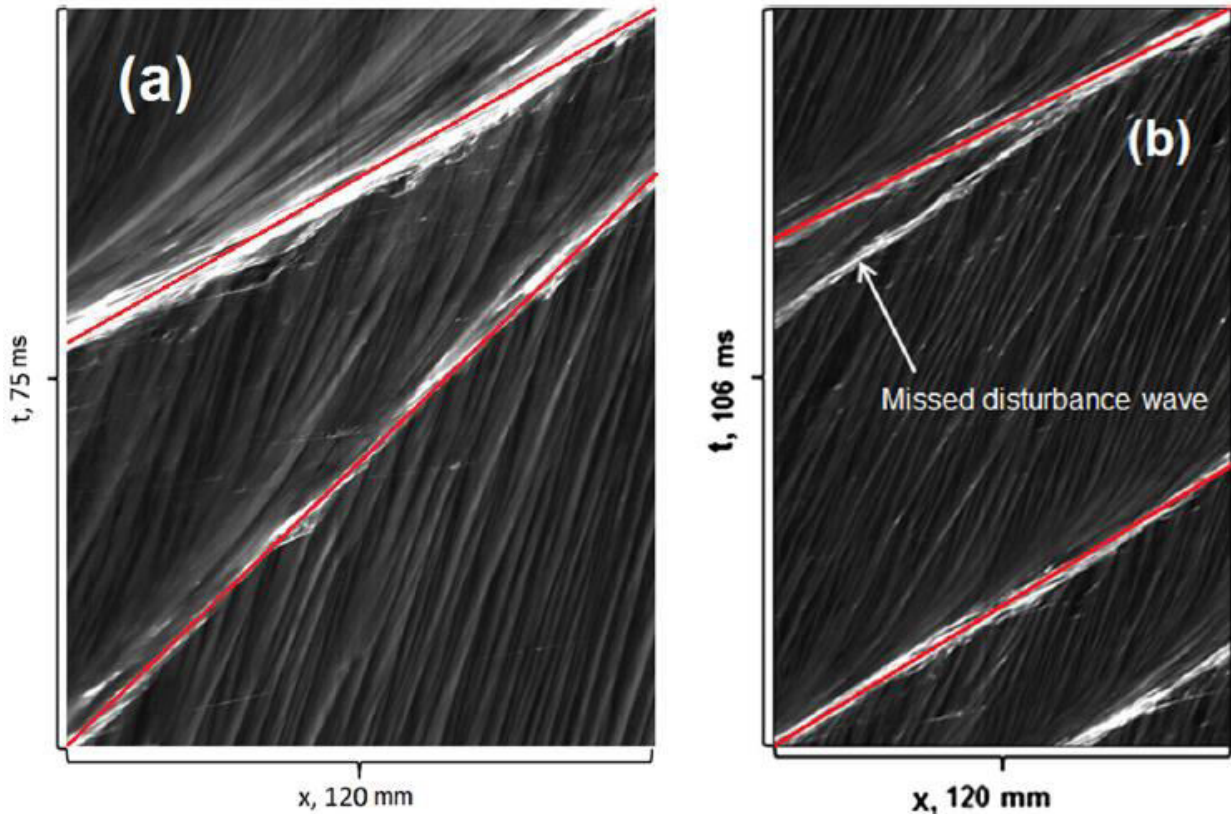


Рис. 4.16. Материал для визуальной проверки достоверности алгоритма идентификации. Автоматически определенные траектории волн возмущения показаны красными линиями.

Достоверность алгоритма идентификации проверялась визуально для каждой пары соседних волн возмущения. Примеры фрагментов пространственно-временных записей, содержащих пары обнаруженных волн возмущения, приведены на рис. 4.16. Проверка показала, что доля волн возмущения, пропущенных алгоритмом (ложные отрицательные срабатывания), не превышает 5% от общего числа волн. В большинстве случаев "потерянные" волны - это волны,

поглощаемые при слиянии с более быстрой волной возмущения в пределах рабочей области (пример такой пропущенной волны, "*missed disturbance wave*", показан на рис. 4.16b). Поглощаемые волны не идентифицируются алгоритмом по двум основным причинам. Во-первых, поглощаемая волна присутствует лишь на части длины рабочей области, а продолжение ее траектории после поглощения пересекает участок остаточного слоя. Как следствие, средняя толщина пленки вдоль ее траектории по всей рабочей области занижена, и соответствующий этой волне локальный максимум $h_v(t)$ может не достигать значения h_{tr} . Во-вторых, локальный пик в $h_v(t)$, соответствующий данной волне, может перекрываться с пиком, соответствующим поглощающей ее волне. В этом случае поглощаемая волна не будет опознана. Доля волн, поглощаемых в пределах рабочей области, составляет 5-10% от общего числа волн (часть поглощаемых волн все же распознается алгоритмом). Сценарий слияния всегда соответствовал наиболее вероятному сценарию, наблюдавшемуся Hall Taylor et al. (1963), а именно: волна, образовавшаяся в результате сценария, движется со скоростью более быстрой из сливающихся волн (т.е., со скоростью поглощающей волны).

Описанный выше алгоритм был применен для исследования динамики волн возмущения и измерения свойств волн быстрой и медленной ряби с привязкой к расстоянию до волны возмущения в работе Alekseenko et al. (2014). Позднее, в работах Alekseenko et al. (2015) и Vasques et al. (2018), использовались незначительно упрощенные версии алгоритма. Так, в первом случае определение начальных координат волн возмущения проводилось по временной записи толщины пленки, полученной первым пикселем матрицы. Соответственно, коррекция траектории волны возмущения заключалась лишь в выборе индивидуальной скорости волны, т.е., такого наклона траектории, вдоль которого средняя толщина пленки максимальна. Во втором случае, в дополнение к описанному выше упрощению, не проводилось подсчета средней толщины пленки вдоль линии: длина рабочей области разделялась на небольшие отрезки, и на конце каждого последующего отрезка проводился поиск локального максимума толщины пленки во временной окрестности ожидаемого момента появления данной волны в данной точке. Далее проводилась линейная аппроксимация положения всех точек, характеризующих положение волны на стыках всех отрезков. Эта аппроксимация считалась пространственно-временной траекторией волны возмущения. Обе этих модификации упрощают процесс обработки, однако, в зависимости от конкретной экспериментальной конфигурации (в первую очередь, от соотношения пространственного и временного разрешений) могут повышать вероятность ошибок при идентификации волн возмущения.

Алгоритм, разработанный и представленный в работе Alekseenko et al. (2014), имеет ярко выраженное сходство с преобразованием Радона (см., например, Toft, 1996, Попов 2001, Баранов и Храмов 2002, Грузман 2009). Преобразование Радона трансформирует матрицу

изображения в другую матрицу, состоящую из значений, получаемых суммированием содержимого ячеек матрицы, размещенных вдоль прямых линий с различным наклоном. Номер колонки новой матрицы соответствует угловому коэффициенту прямых, вдоль которых осуществляется суммирование, а номер ряда - постоянному коэффициенту этих прямых. Результатом применения преобразования Радона к пространственно-временным записям толщины пленки, $h(t, x)$, является матрица $R(t_0, \beta)$, где t_0 соответствует времени появления линии в начале области измерений, а β - угловой коэффициент наклона линии.

Алгоритм обнаружения характеристических линий волн возмущения с использованием преобразования Радона состоит из ряда этапов. Перед применением преобразования Радона матрица $h(x, t)$ сглаживалась двумерным осредняющим фильтром с малым размером окна. Кроме того, для усиления контраста, из матрицы вычиталось значение толщины остаточного слоя жидкости. Преобразование Радона применялось в диапазоне углов, соответствующих скоростям от $0,66V_c$ до $1,5V_c$, где V_c - кросскорреляционная скорость, процесс определения которой описан выше. Шаг по скорости подбирался таким образом, чтобы соответствующее изменение скорости приводило к изменению времени прохождения волной возмущения всего размера рабочей области на один период съемки (обычно 0,1 мс).

Стандартный алгоритм преобразования Радона (реализованный, например, в пакете Matlab), чувствителен к краевым эффектам. Величина в ячейке матрицы R определяется не только значениями матрицы h вдоль прямой, определяемой положением ячейки, но и длиной участка данной прямой, находящегося внутри матрицы h . Для компенсации возникающих таким образом неоднородностей проводилась почленная нормировка матрицы R на матрицу R_1 , которая была получена применением преобразования Радона к матрице из единиц, размеры которой соответствовали размерам матрицы h .

Фрагмент матрицы R приведен на рис. 4.17(а). Волны возмущения в таком представлении выглядят как локализованные пики с некоторым числом затухающих "отрогов", расходящихся в различных направлениях. Отроги предположительно возникают благодаря конечной ширине волн возмущения и неоднородности их амплитуды, вызванной, в том числе, наличием волн быстрой ряби. Для определения параметров индивидуальных волн возмущения проводился поиск координат локальных максимумов матрицы R . Для этого конструировались вспомогательные массивы $R_{\max}(t_0)$ и $\beta_{\max}(t_0)$, где $R_{\max}(t_0)$ - максимальное значение матрицы R при фиксированном t_0 , а $\beta_{\max}(t_0)$ - значение β в точке, где был обнаружен максимум при данном t_0 . Массивы $R_{\max}(t_0)$ и $\beta_{\max}(t_0)$ для фрагмента, показанного на рис. 4.17(а), показаны на рисунках 4.17(б) и (с).

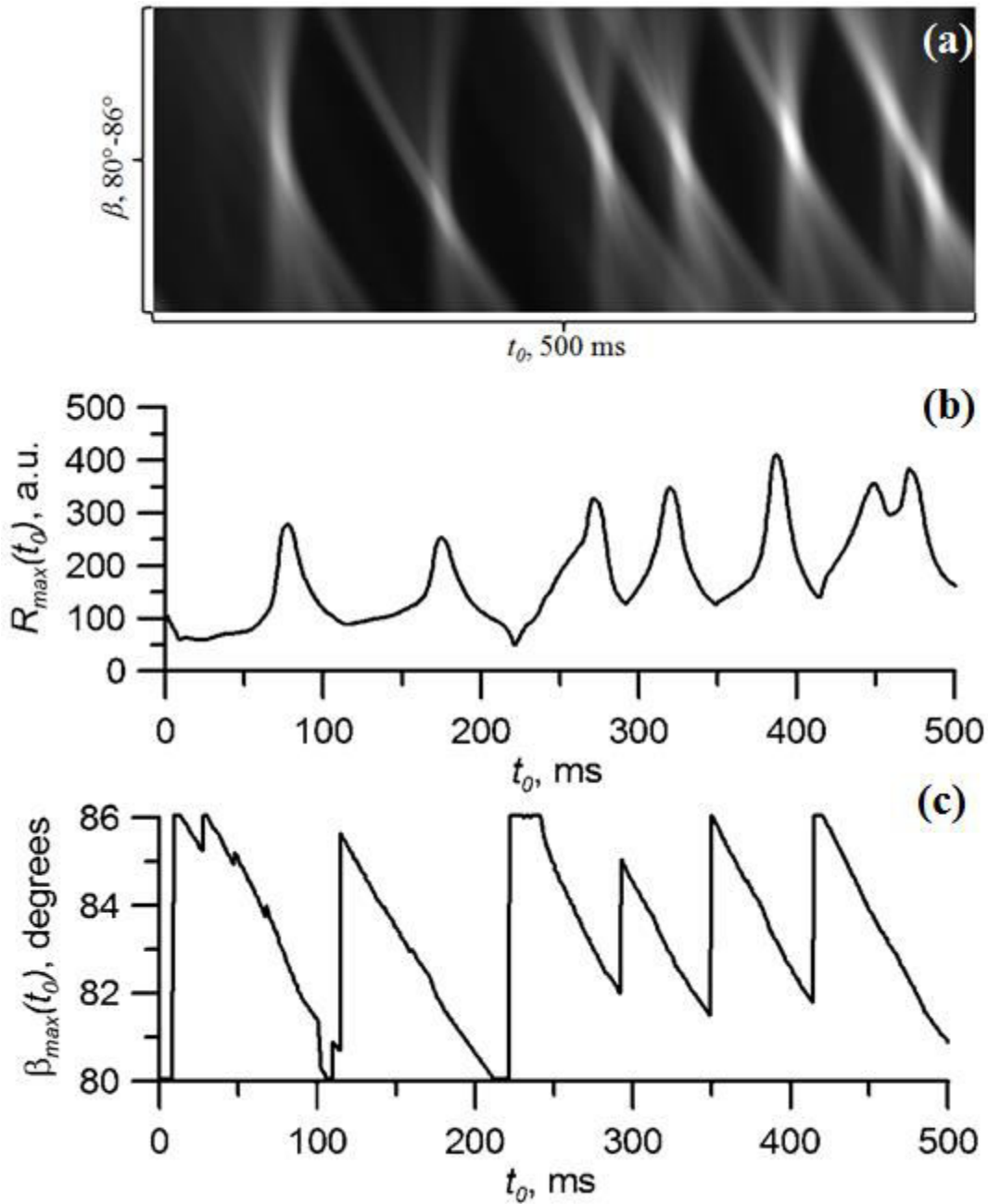


Рис. 4.17. Фрагмент матрицы $R(t_0, \beta)$ (a); Вспомогательные массивы $R_{\max}(t_0)$ (b) и $\beta_{\max}(t_0)$ (c).

По этим массивам определялся набор моментов времени, t_i , соответствующих положению локальных максимумов в зависимости $R_{\max}(t_0)$, и соответствующие пары значений $\{t_i, \beta_{\max}(t_i)\}$ использовались для определения коэффициентов характеристических линий волн возмущения. Локальные максимумы малой амплитуды, как правило, соответствовали неоднородностям остаточного слоя жидкости, такими как, например, крупная волна медленной ряби или траектория капли, летящей над поверхностью пленки. Соответственно, к дальнейшей обработке допускались лишь локальные максимумы с достаточно высоким значением $R(t_i, \beta_{\max}(t_i))$. Полученный набор характеристических линий накладывался на матрицу $h(x, t)$ с целью

визуальной проверки качества работы алгоритма. Проверка показывает, что алгоритм не выдает ложных отрицательных значений (т.е., не пропускает настоящих волн возмущения), однако наблюдается ряд ложных положительных идентификаций, т.е., получение линий, не соответствующих траекториям волн возмущения. Были обнаружены два типа таких ложных волн (помимо описанных выше локальных максимумов малой амплитуды). Ложные волны могут возникать в точках пересечения "отрогов" основных пиков волн, разделенных сравнительно небольшим расстоянием и близких по скорости. Фактически, такие максимумы соответствуют линиям, проходящим через начало траектории одной волны и конец другой. Для фильтрации таких волн проводилось сравнение толщины пленки вдоль пересекающихся линий, и для каждого пересечения оставлялась одна линия с максимальной толщиной пленки. "Ложные" линии еще одной категории на самом деле не являются ложными: они соответствуют волнам возмущения, поглощаемым в пределах рабочей области. Такие линии отбрасывались на предыдущем этапе применения алгоритма, однако впоследствии восстанавливались, если удовлетворяли двум критериям:

- 1) Поглощаемые волны должны быть медленнее поглощающих;
- 2) Средняя толщина пленки вдоль поглощаемой линии до поглощения должна быть выше средней толщины после поглощения.

Влияние режимных параметров на свойства волн возмущения

Полученный набор индивидуальных траекторий волн возмущения позволяет проводить прямые измерения характеристик волн (частота следования, скорость, амплитуда, продольный размер и т.д.). Наличие прямого метода измерений позволяет проанализировать надежность традиционно используемых непрямых методов оценки характеристик волн. На рис. 4.18 приведено сравнение результатов измерения скорости и частоты следования волн возмущения при помощи автоматического алгоритма идентификации волн возмущения (ось ординат) с результатами применения кросскорреляционного и спектрального анализа (ось абсцисс). Скорость волн возмущения, измеренная при помощи кросскорреляционного анализа, хорошо соответствует среднему значению скоростей всех волн возмущения (рис 4.18a). В то же время, частота следования волн возмущения, определенная по положению максимума в спектре временных записей толщины пленки, показывает значительный разброс по сравнению со счетным количеством волн возмущения, зарегистрированных алгоритмом в единицу времени (4.18b). Причиной расхождения является нерегулярный характер волн возмущения, приводящий к сильной вариации спектральных амплитуд и высокой погрешности определения положения максимума. Согласно Huang et al. (1998), для успешного применения преобразования Фурье необходимо, чтобы сигнал был периодическим или стационарным.

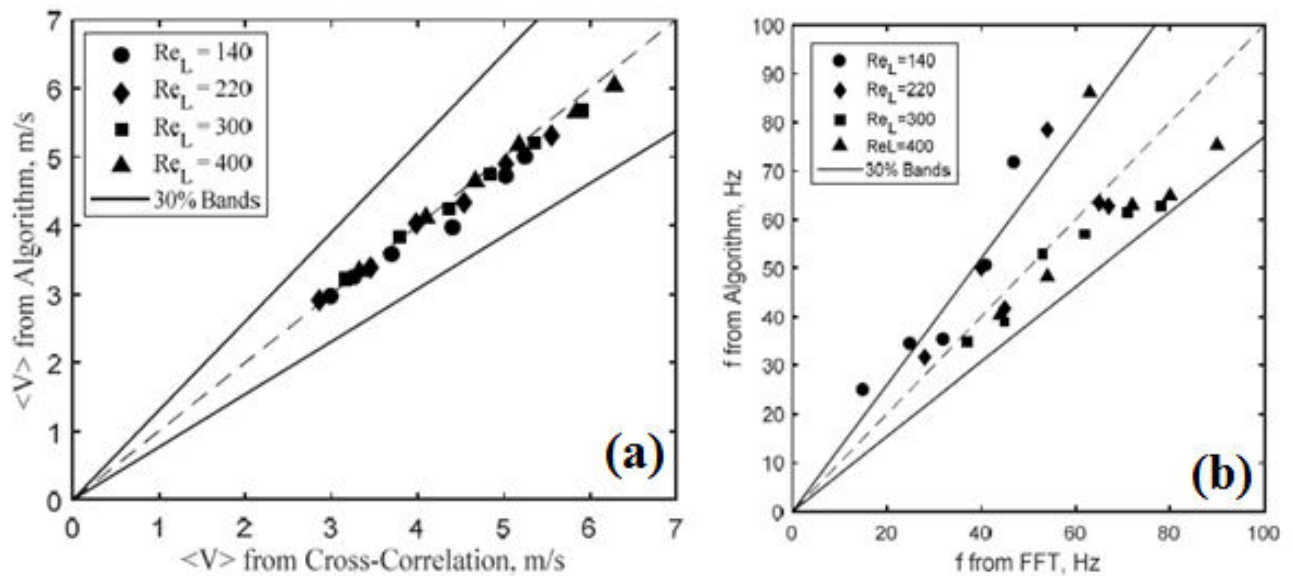


Рис. 4.18. Сравнение прямых (ось ординат) и непрямых (ось абсцисс) методов измерения скорости (a) и частоты следования (b) волн возмущения. Скорость газа варьируется в интервале от 22 до 57 м/с.

Помимо более точного определения средних значений волновых характеристик, полученные траектории могут быть использованы для анализа динамики всей совокупности волн возмущения, поскольку в результате применения алгоритма становятся доступны распределения волн возмущения по скорости и времени разделения. На рисунке 4.19(a) приведены результаты измерений частоты следования волн возмущения на расстоянии 50 см от входа в канал. Частота следования линейно растет с увеличением скорости газа, а также увеличивается с ростом числа Рейнольдса жидкости. Увеличение вязкости рабочей жидкости при неизменном числе Рейнольдса жидкости приводит к небольшому повышению частоты следования, которое становится пренебрежимо малым при высоких скоростях газового потока. Таким образом, число Рейнольдса жидкости не дает полного обобщения данных по частоте следования волн для жидкостей с различной вязкостью. Тем не менее, обобщение по числу Рейнольдса дает гораздо лучший результат, чем давал бы размерный расход / среднерасходная скорость жидкости. Частота следования возмущения может быть занижена примерно на 5% вследствие того, что часть волн не распознается алгоритмом. Тем не менее, практически все пропущенные волны физически исчезают в пределах области измерений, поэтому реальный уровень занижения частоты несколько ниже.

На рисунке 4.19(b) представлены данные измерений средней скорости волн возмущения для тех же режимных точек. Поведение этой величины при изменении режимных параметров аналогично поведению частоты следования волн, что отражает значительный вклад скорости

распространения волн возмущения в частоту их следования. Стандартное отклонение распределения волн возмущения по скоростям практически не зависит от режимных параметров. Это наблюдение согласуется с наблюдениями Hall Taylor & Nedderman (1968), однако абсолютное значение стандартного отклонения в настоящих экспериментах примерно в три раза выше (0,5 м/с против 0,15 м/с в данных Hall Taylor & Nedderman). Различие может объясняться намного меньшим расстоянием от входа в данных экспериментах.

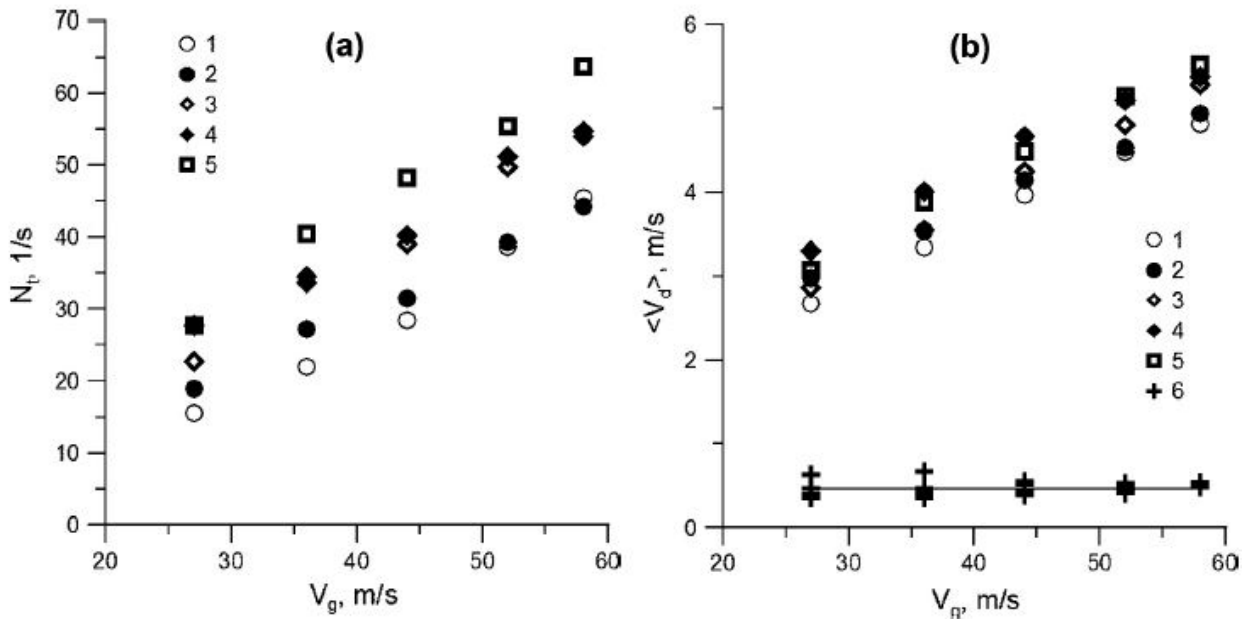


Рис. 4.19. Частота следования (a) и средняя скорость (b) волн возмущения на расстоянии 50 см от входа в канал. Рабочие жидкости: вода (1, 3, 5) и ВГР2 (2, 4). $Re_L=140$ (1, 2); $Re_L=220$ (3, 4); $Re_L=350$ (5). Также приведены значения стандартного отклонения распределения волн возмущения по скоростям (6).

Примеры распределений волн возмущения по скорости и времени разделения приведены на рис. 4.20. Среднее время разделения равно обратной частоте волн возмущения. Стандартное отклонение этой величины уменьшается с увеличением скорости газа, т.е., волны становятся более регулярными. Распределения волн по скоростям практически симметричны относительно среднего значения, которое достаточно близко к значению V_c . На основе таких распределений можно предсказать поведение системы волн возмущения на больших расстояниях вниз по потоку. В упрощенном описании эволюция системы волн возмущения вниз по потоку подчиняется двум простым правилам: (1) в отсутствие слияний с другими волнами, волна возмущения движется с постоянной скоростью; (2) слияние происходит при пересечении траекторий двух волн возмущения; волна, образовавшаяся в результате слияния, движется со скоростью, равной скорости более быстрой из сливающихся волн (см. пример на рис. 4.16b).

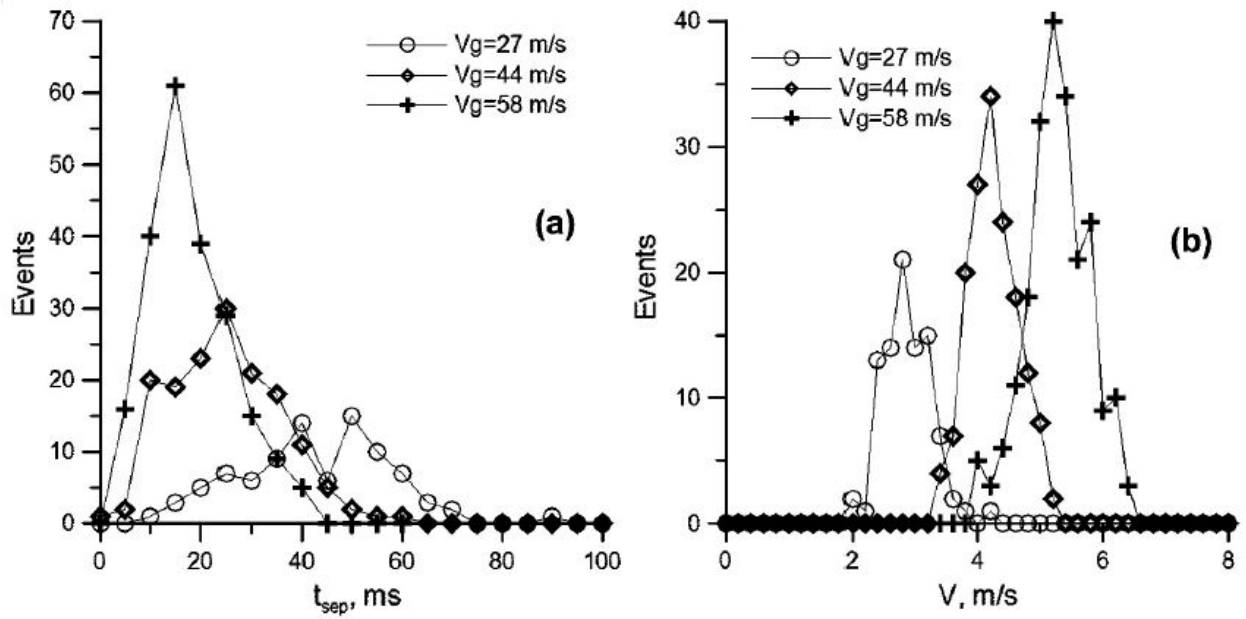


Рис. 4.20 Распределения волн возмущения по времени разделения (a) и скорости (b). $Re_L = 220$, вода.

Смоделировать начальное состояние системы волн возмущения (т.е., задать скорости и времена появления индивидуальных волн возмущения в точке $x=50$ см) можно двумя различными способами. В первом случае в качестве начального состояния используется полученный в эксперименте набор скоростей и времен появления в рабочей области индивидуальных волн возмущения. Этот набор повторяется 100 раз (создавая таким образом "временную запись" с длительностью около 200 секунд) с целью минимизировать краевые эффекты. Во втором случае экспериментальные распределения волн возмущения по скорости и времени разделения аппроксимируются нормальными распределениями со средним значением и стандартным отклонением, взятыми из экспериментов. После этого волны располагаются на оси $x=50$ см во временном интервале длиной 200 секунд так, чтобы время разделения соседних волн и индивидуальных скорости подчинялись заданным распределениям.

Дальнейшая эволюция моделировалась следующим образом. Рассмотрим пару волн возмущения со скоростями V_i и V_j , появляющихся в точке x_0 в моменты времени t_i и t_j , соответственно. Их пространственно-временные траектории заданы уравнениями:

$$\begin{aligned} x &= x_0 + V_i(t - t_i); \\ x &= x_0 + V_j(t - t_j) \end{aligned} \quad (4.5);$$

Эти линии пересекаются на расстоянии x_{ij} , определяемом как:

$$x_{ij} = x_0 + \frac{V_i V_j (t_j - t_i)}{V_j - V_i}. \quad (4.6)$$

Волна возмущения с параметрами $\{V_i, t_i\}$ будет поглощена на расстоянии x_i , равном минимальному значению x_{ij} по всем волнам с параметрами $\{V_j, t_j\}$, такими, что $V_j > V_i$ и $t_j > t_i$. В этой точке, согласно принятому предположению (2) о сценарии слияния, волна исчезает при первом слиянии с более быстрой следующей волной и никак далее не влияет на дальнейшую эволюцию системы. После этого количество волн возмущения, "выживших" на расстоянии x , может быть рассчитано как число волн с $x_i > x$. Эта величина рассчитывалась для центральной части временной записи с длительностью 100 секунд. Также анализировалось распределение по скоростям выживших волн возмущения.

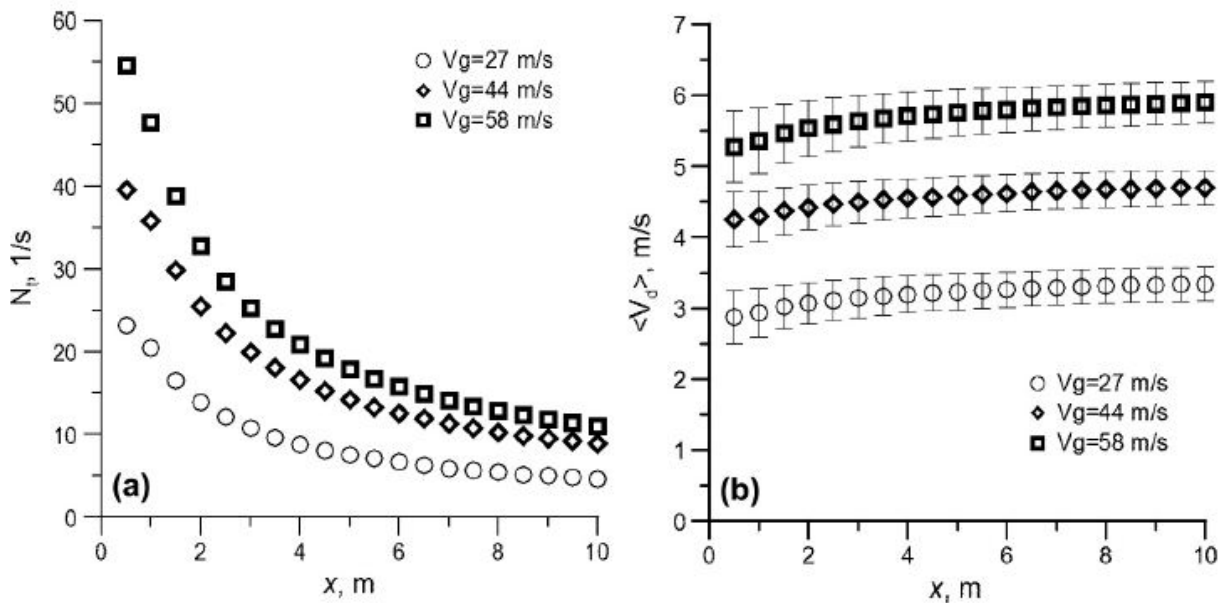


Рис. 4.21. Моделирование эволюции частоты следования (a) и средней скорости (b) волн возмущения с расстоянием вниз по потоку на основе распределений, полученных на расстоянии $x=50$ см от входа. $Re_L=220$, вода.

Результаты моделирования практически не зависят от способа задания начального состояния. В обоих случаях частота следования волн постепенно снижалась с расстоянием от входа; скорость снижения частоты с расстоянием (количество слияний на единицу длины) также снижалось с увеличением x (см. рис. 4.21a). Как и следовало ожидать, полного установления не было достигнуто даже при больших расстояниях (10 метров, 667 калибров) от входа в канал. Возможно, в реальном дисперсно-кольцевом течении стабилизация частоты следования волн может быть достигнута раньше благодаря появлению т.н. эфемерных волн (см. 4.3) и их развитию в полноценные волны возмущения. Средняя скорость волн возмущения растет вниз по потоку (рис. 4.21b), поскольку медленные волны поглощаются раньше. Стандартное отклонение распределения волн возмущения по скорости снижается с расстоянием, как и

следовало ожидать, однако его абсолютное значение остается выше, чем измеренное в работе Hall Taylor & Nedderman (1968).

Исследование динамики волн быстрой и медленной ряби

Полученные траектории волн возмущения позволяют сформировать фрагменты пространственно-временных записей толщины пленки (рис. 4.22a) в системе отсчета каждой отдельной волны возмущения. Такие фрагменты упрощают получение обобщенных фазовых портретов волн возмущения, а также исследование влияния пространственного положения волны ряби относительно волны возмущения на характеристики волн ряби.

Для обработки были выбраны волны возмущения, отделенные достаточно большим расстоянием (4 см) от соседних волн. Доля таких "уединенных" волн в большинстве случаев составляла более 90%, и никогда не опускалась ниже 80%. Фильтрация близко расположенных друг к другу волн возмущения имела целью предотвратить неоднозначные результаты, которые могут возникнуть при исследовании близко расположенных или сливающихся волн. Так, например, в работе Schubring et al. (2010) волны с малым временем разделения характеризовались меньшей скоростью и большей вариацией продольного размера. В нашем случае различие между средней скоростью всех волн возмущения и средней скоростью "уединенных" волн не превышало 1%.

Могут быть использованы два способа перехода в систему отсчета волны возмущения. Первый вариант представляет собой стандартное преобразование Галилея, в результате применения которого волна возмущения не меняет своего пространственного положения с течением времени. В такой системе отсчета волны медленной ряби движутся влево (т.е., с отрицательной скоростью), а волны быстрой ряби - вправо (см. рис. 4.22b). При применении другого преобразования волна возмущения не движется во времени (рис. 4.22c). В этом случае волны быстрой ряби движутся с отрицательной скоростью, а волны медленной ряби - с положительной. Фрагменты исходной пространственно-временной записи толщины пленки, используемые в каждом из преобразований, показаны красным (1) и зеленым (2) параллелограммами на рис. 4.22(a). При преобразовании Галилея используется пространственная окрестность волны возмущения длиной 4 см (по 2 см перед волной и позади нее). Во втором случае границы области располагаются в 2 см впереди волны возмущения и в 2 см перед следующей за ней волной возмущения.

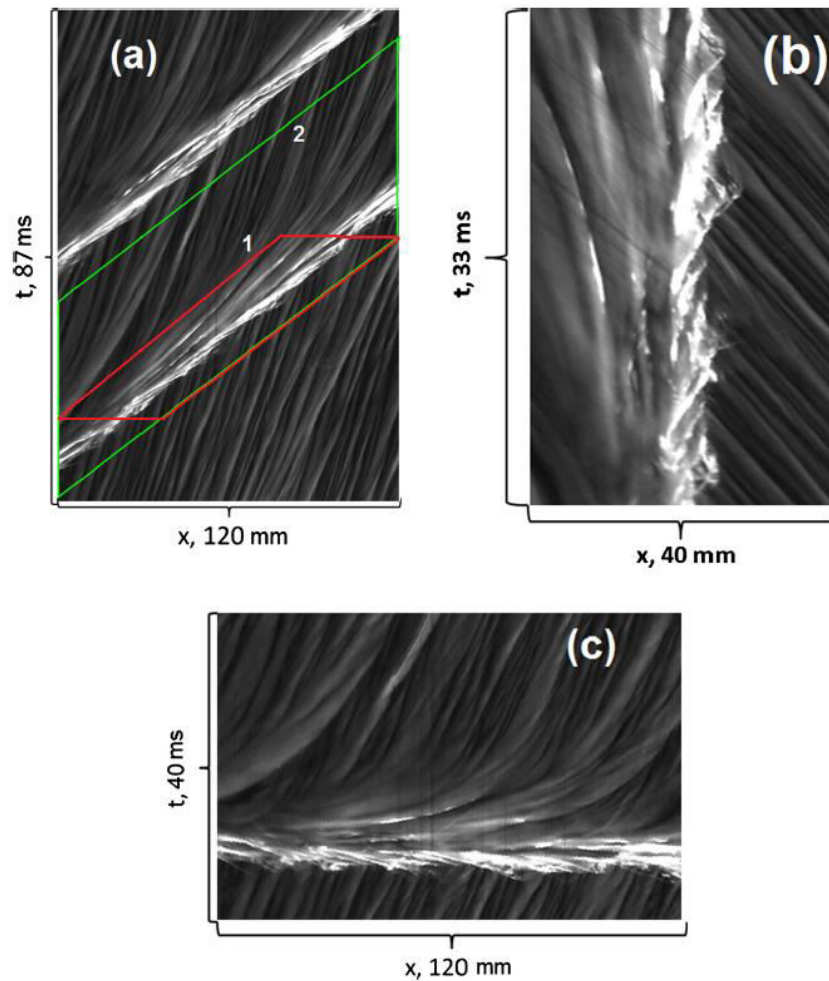


Рис. 4.22. Перевод фрагмента пространственно-временной записи толщины пленки в систему отсчета волны возмущения. Области, подверженные разным способам преобразования (a); преобразование Галилея (b); привязка ко времени (c). Вода, $Re_L = 142$, $V_G = 27$ м/с.

Основное преимущество первого подхода состоит в его линейности и простоте. Однако он может применяться лишь к достаточно малой доле полной пространственно-временной записи. Фактически, для каждой волны возмущения обрабатывается лишь 200 временных записей толщины пленки (4 см с пространственным разрешением 0,2 мм), длина каждой из которых составляет $2/3$ - т.е., $(120 \text{ мм} - 40 \text{ мм})/120 \text{ мм}$ - времени прохождения волной возмущения области измерений. Это время уменьшается с увеличением скорости газа. Второй подход, напротив, позволяет разбить практически всю матрицу $h(t,x)$ на исследуемые фрагменты, в том числе включающие в себя области остаточного слоя, достаточно удаленные от волн возмущения. Каждый фрагмент состоит из большого набора пространственных записей длиной 120 мм (600 значений толщины пленки) каждая. Число записей определяется временем разделения между данной волной возмущения и волной, следующей за ней.

По этим причинам в дальнейшей обработке использовался второй подход. Для каждого преобразованного фрагмента, $h(t',x)$, возможно измерение "локальных" значений свойств волны возмущения и волн ряби в каждый из моментов преобразованного времени, t' . Были определены следующие величины:

1) Локальная средняя толщина пленки, $\langle h \rangle(t')$, и ее стандартное отклонение, $\sigma h(t')$, определялись как, соответственно, среднее значение и стандартное отклонение пространственной записи из 600 отсчетов, полученной в момент времени t' . После некоторых проверок было обнаружено, что использование медианного значения вместо среднего позволяет повысить достоверность измерений, поскольку медианное значение менее чувствительно к оптическим искажениям на участках межфазной поверхности с большим наклоном. Стандартное отклонение дает грубую оценку локальной амплитуды волн ряби.

2) Локальная скорость волн ряби. Процедура измерения этой величины включает в себя построение кросскорреляционной функции двух пространственных записей, полученных ранее и позднее рассматриваемого момента t' . Временная задержка между анализируемыми записями варьировалась в пределах от 0,3 мс до 1 мс с целью повышения достоверности измерений. Скорость определялась по положению максимума кросскорреляционной функции. Для повышения точности измерений проводилась кубическая аппроксимация окрестности максимума и реальное пространственное смещение определялось по положению максимума аппроксимации.

Скорость волн ряби в лабораторной системе отсчета определялась как:

$$V_r = \frac{V_r' * V_d}{(V_r' + V_d)} \quad (4.7)$$

Здесь V_d - скорость волн возмущения, V_r' - скорость волн ряби в трансформированной системе отсчета. В случае, если $V_r < 0$ или $V_r > 4V_d$, полученное значение V_r считалось ошибочным и отбрасывалось на стадии анализа кросскорреляционной функции; для анализа выбирался следующий пик в кросскорреляционной функции.

3) Локальная пространственная частота (т.е., число волн ряби на единицу длины). Попытки применения спектрального анализа для измерения частоты не дали результата из-за крайней нерегулярности волн ряби и значительной низкочастотной составляющей спектра. Вместо этого проводился прямой подсчет количества точек, в которых исследуемая пространственная запись толщины пленки пересекает пороговое значение толщины пленки. Величина порогового значения варьировалась в интервале $\langle h \rangle(t') \pm \sigma h(t')$ с шагом в $0,1 \sigma h(t')$. Локальная частота в преобразованной системе отсчета определялась как медианное значение половины числа пересечений со всеми порогами. Для измерения локальной пространственной частоты волн ряби в лабораторной системе отсчета необходимо учесть эффекта Доплера:

$$f_s = f_s' \frac{V_d}{|V_d - V_r|} \quad (4.8)$$

Кроме того, в промежутках между точками пересечения можно измерить величину локальных максимумов и минимумов толщины пленки и оценить амплитуду волн ряби по разнице между этими значениями.

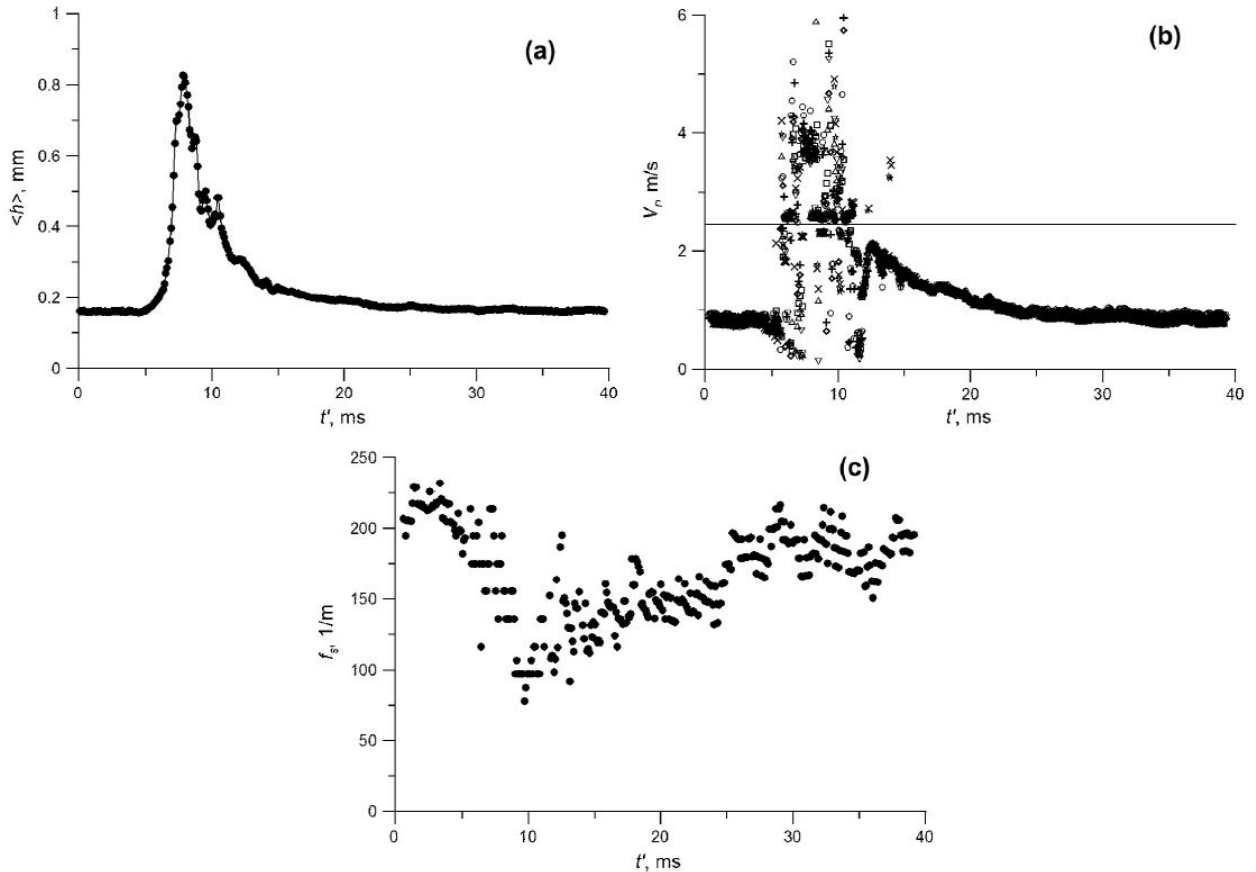


Рис. 4.23. (а) Локальная медианная толщина пленки; (б) локальная скорость волн ряби (скорость волны возмущения показана сплошной линией); (с) локальная пространственная частота волн ряби. Вода, $Re_L = 142$, $V_G = 27$ м/с.

На рис. 4.23 приведены примеры изменения вышеупомянутых характеристик вдоль профиля одной конкретной волны возмущения (той, что показана на рис. 4.22). Волна возмущения движется справа налево. Профиль локальной медианной толщины пленки (фактически, фазовый портрет волны возмущения во временной области) представлен на рис. 4.23(а). Профиль состоит из основного горба с крутым передним склоном и пологим задним склоном за горбом. Эта осредненная форма весьма напоминает профили волн возмущения, регистрируемые во временных записях толщины пленки методами с низким пространственным разрешением, такими, как метод электропроводности (см., напр., Nan et al. 2006). За пределами волны возмущения (т.е., на поверхности остаточного слоя) локальная медианная толщина

пленки жидкости демонстрирует стабильное поведение с практически неизменным значением как перед волной возмущения, так и позади нее.

Данные по изменению локальной скорости волн ряби представлены на рис. 4.23(b). Различные символы соответствуют различным временным задержкам (от 0,3 до 1 мс) между сравниваемыми пространственными записями. Результаты измерения скорости не зависят от значения временной задержки на поверхности остаточного слоя и заднего склона волны возмущения. Скорость волн медленной ряби на поверхности заднего склона снижается по мере удаления от волны возмущения и в итоге достигает тех же значений, что и для волн медленной ряби перед волной возмущения. На гребне волны возмущения разброс между значениями скорости, полученными с различной задержкой, существенно возрастает. Тем не менее, основная масса измеренных значений лежит выше скорости волны возмущения (показана горизонтальной линией). Таким образом, гребень волны может рассматриваться как место существования волн быстрой ряби; их скорость может быть упрощенно представлена единственным значением, определяемым как медианное значение по всем измерениям скорости в данной области. Точка разделения областей генерации волн быстрой и медленной ряби очевидным образом расположена примерно в $t'=12$ мс, где наблюдается резкое изменение локальной скорости.

Локальная пространственная частота волн ряби представлена на рис. 4.23(c). При преобразовании частоты в лабораторную систему отсчета в области гребня в качестве V_r (см. формулу 4.8) использовалось значение, равное $1,45 \cdot V_d$ для данной волны возмущения. Пространственная частота практически неизменна на поверхности остаточного слоя. На поверхности волны возмущения она заметно снижается, достигая минимума приблизительно в упомянутой выше точке разделения областей генерации волн быстрой и медленной ряби. Причину повышения пространственной частоты волн медленной ряби с удалением от волны возмущения можно понять из рис. 4.22(c): значительная часть волн медленной ряби "расщепляется" на волны меньшего масштаба одновременно с замедлением волн.

Таким образом, на основе свойств волн ряби, поверхность пленки может быть разделена на три зоны:

- 1) Гребни волн возмущения, покрытые волнами быстрой ряби.
- 2) Задние склоны волн возмущения, покрытые волнами медленной ряби с меняющимися свойствами.
- 3) Остаточный слой жидкости, покрытый волнами медленной ряби с неизменными свойствами.

Дальнейшая обработка посвящена измерению "стационарных" значений свойств волн ряби в зонах (1) и (3), а также определению средних пространственных размеров зон (1) и (2). Сумма этих двух значений даст пространственный размер волн возмущения.

Внутри зоны (1) область измерений сужается до короткой (1-2 мм) окрестности характеристической линии волны возмущения с целью избежать влияния краев зоны (1). В этой области были измерены медианные значения скорости и пространственной частоты волн быстрой ряби. Для определения свойств волн медленной ряби в зоне (3) измерялись наиболее вероятные значения данных величин за пределами зоны (1).

На рисунке 4.24 представлены результаты измерений скорости волн быстрой ряби (зона 1) и медленной ряби (зона 3), нормированные на значение индивидуальной скорости породившей их волны возмущения, и осредненные по всем волнам возмущения в данной режимной точке. Влияние параметров течения на нормированную скорость волн быстрой и медленной ряби невелико. Можно утверждать, что нормированная скорость становится незначительно ближе к единице при повышении скорости газа. В среднем, отношение скорости волн быстрой ряби к скорости волн возмущения равно 1,4-1,5, а для волн медленной ряби это отношение составляет 0,3-0,4. Фактически, скорость волн быстрой и медленной ряби определяется скоростью породившей их волны возмущения.

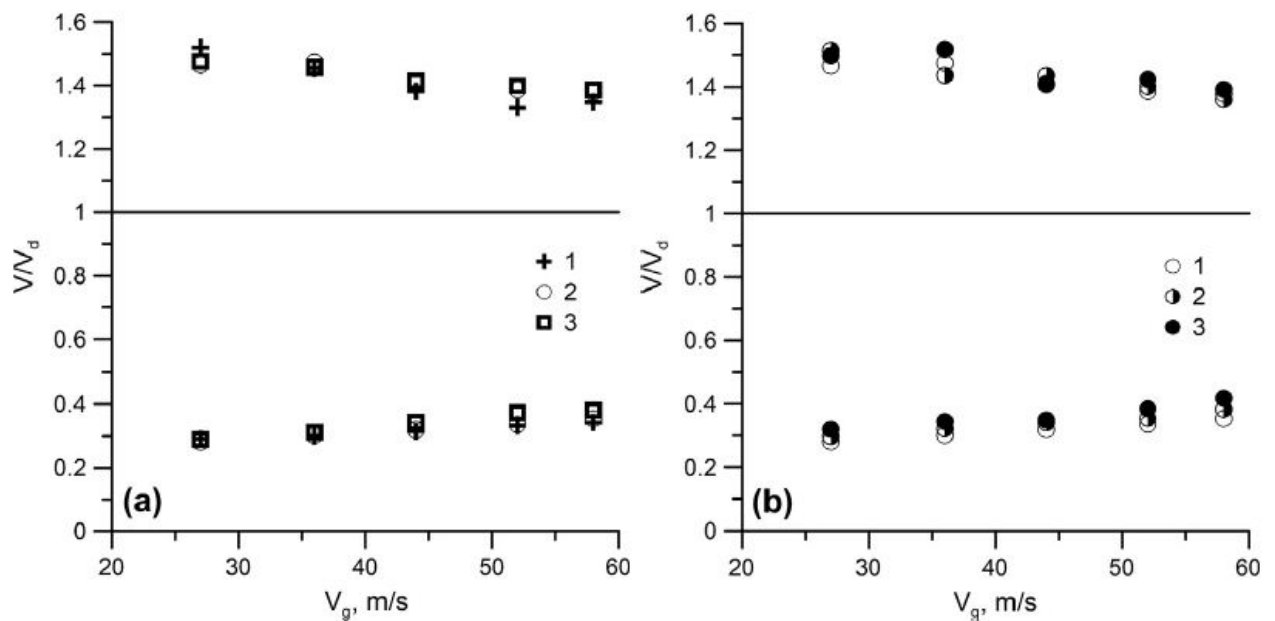


Рис. 4.24. Скорости волн быстрой ряби и волн медленной ряби вдали от волн возмущения, нормированные на скорость волн возмущения. (a) Влияние расхода жидкости, вода. (1) $Re_L = 142$; (2) $Re_L = 220$; (3) $Re_L = 350$. (b) Влияние вязкости жидкости при $Re_L = 220$. (1) Вода; (2) ВГР1; (3) ВГР2.

Среднее количество волн быстрой ряби, генерируемых одной волной возмущения за одну секунду, представлено на рис. 4.25(a, b). Эта величина приблизительно линейно возрастает с ростом скорости газа и слабо растет с увеличением числа Рейнольдса жидкости. Поскольку

такое поведение характерно и для скорости волн возмущения, естественно предположить, что повышение частоты генерации волн быстрой ряби наблюдается за счет роста скорости волн возмущения. Действительно, количество волн ряби, генерируемых одной волной возмущения при прохождении ей одного метра вдоль канала, практически не зависит от режимных параметров (рис. 4.25с, d). Количество волн ряби, генерируемых при прохождении единицы продольной длины канала, важно для оценки величины интенсивности уноса жидкости в дисперсную фазу. Поскольку эта величина, а также среднее расстояние между волнами возмущения слабо зависят от скорости газа, увеличение интенсивности уноса с ростом скорости газа определяется, по-видимому, увеличением вероятности разрыва отдельной волны быстрой ряби газовым потоком и, возможно, увеличением объема жидкости, уносимой в поток при разрушении волны быстрой ряби.

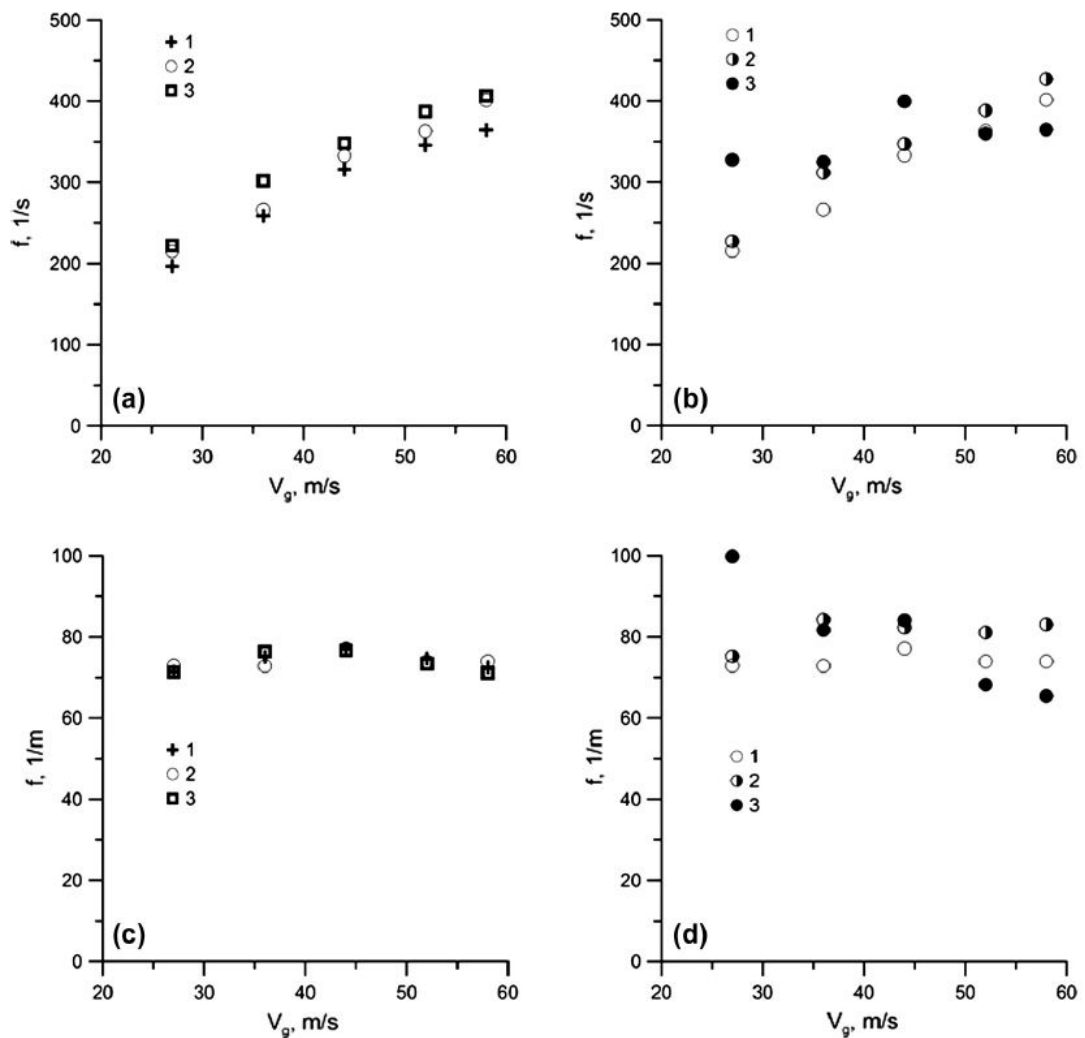


Рис. 4.25. Среднее количество волн быстрой ряби, генерируемое одной волной возмущения в единицу времени (а, б) и при прохождении единицы длины (с, d). (а, б) Влияние расхода жидкости, вода. (1) $Re_L = 142$; (2) $Re_L = 220$; (3) $Re_L = 350$. (с, d) Влияние вязкости жидкости при $Re_L = 220$. (1) Вода; (2) ВГР1; (3) ВГР2.

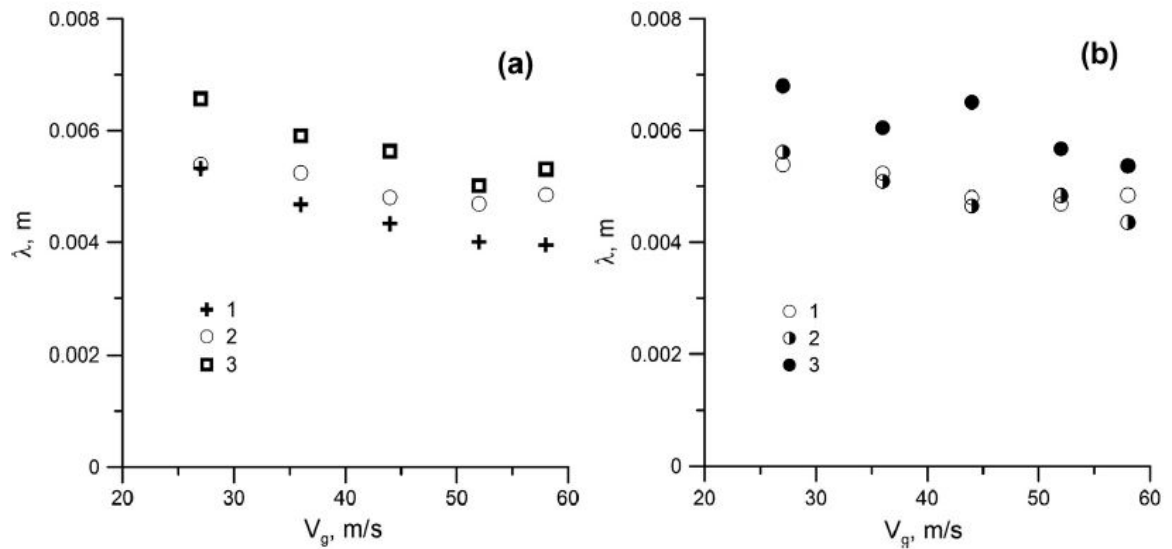


Рис. 4.26. Длина волны медленной ряби на поверхности остаточного слоя жидкости. (a) Влияние расхода жидкости, вода. (1) $Re_L = 142$; (2) $Re_L = 220$; (3) $Re_L = 350$. (b) Влияние вязкости жидкости при $Re_L = 220$. (1) Вода; (2) ВГР1; (3) ВГР2.

На рис. 4.26 представлена зависимость среднего расстояния между волнами медленной ряби (с учетом относительно высокой регулярности таких волн эту величину можно назвать длиной волны) на поверхности остаточного слоя жидкости. Эта величина незначительно уменьшается с увеличением скорости газа, а также увеличивается при повышении расхода жидкости и вязкости жидкости при неизменном числе Рейнольдса.

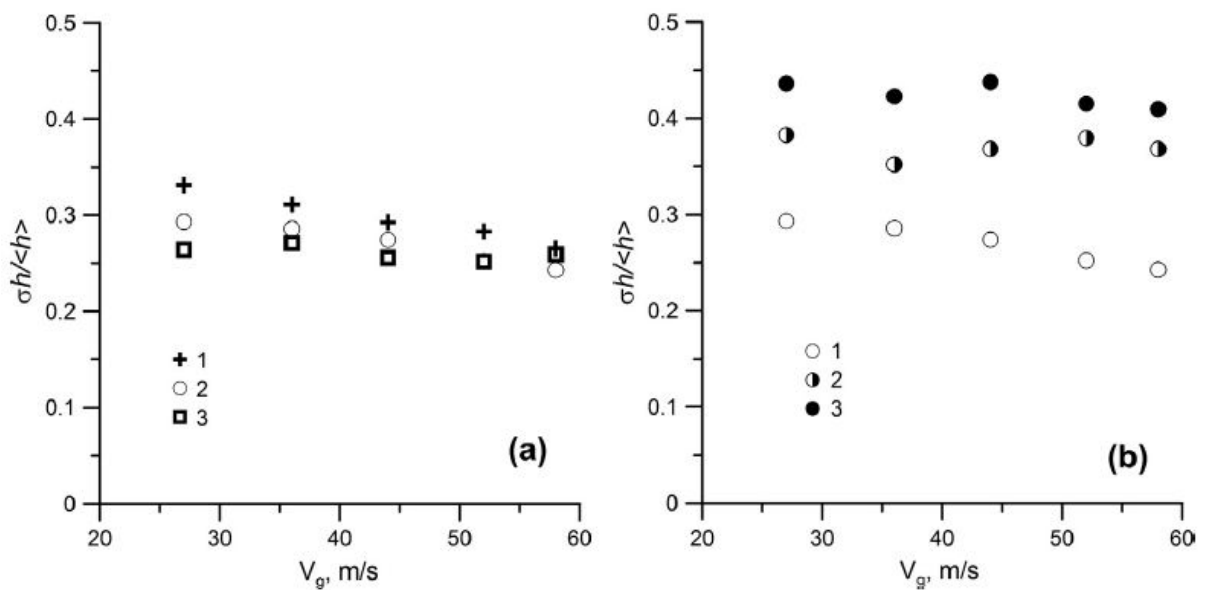


Рис. 4.27. Относительная шероховатость остаточного слоя жидкости. (a) Влияние расхода жидкости, вода. (1) $Re_L = 142$; (2) $Re_L = 220$; (3) $Re_L = 350$. (b) Влияние вязкости жидкости при $Re_L = 220$. (1) Вода; (2) ВГР1; (3) ВГР2.

На рис. 4.27 представлены значения относительной шероховатости поверхности остаточного слоя жидкости. Эта величина определяется как отношение стандартного отклонения записей толщины пленки на остаточном слое жидкости к средней толщине остаточного слоя. Согласно измерениям Schubring et al. (2010), относительная шероховатость остаточного слоя не зависит от скорости газа и расхода жидкости, и составляет примерно 0,3 для водо-воздушного течения. Это значение хорошо согласуется с результатами данных экспериментов на воде, однако для более вязких жидкостей относительная шероховатость возрастает.

Наиболее последовательным способом определения границ "гребня" волны возмущения было бы нахождение области, в которой локальная скорость волн ряби превышает скорость волн возмущения. Однако из-за большого разброса волн быстрой ряби по скоростям этот метод не всегда приносит достоверные результаты. Поэтому был задействован более простой метод, основанный на превышении порогового значения записью локальной медианной толщины пленки жидкости. Пороговое значение было установлено равным 1,5 средней толщины остаточного слоя. Такой подход дает небольшое превышение длины гребня, однако конец этой зоны дает начальную точку для поиска границы между задним склоном волны возмущения и остаточным слоем. Для этой цели были проанализированы данные по изменению локальной медианной толщины пленки, скорости и частоте волн медленной ряби, начиная от окончания гребня волны возмущения.

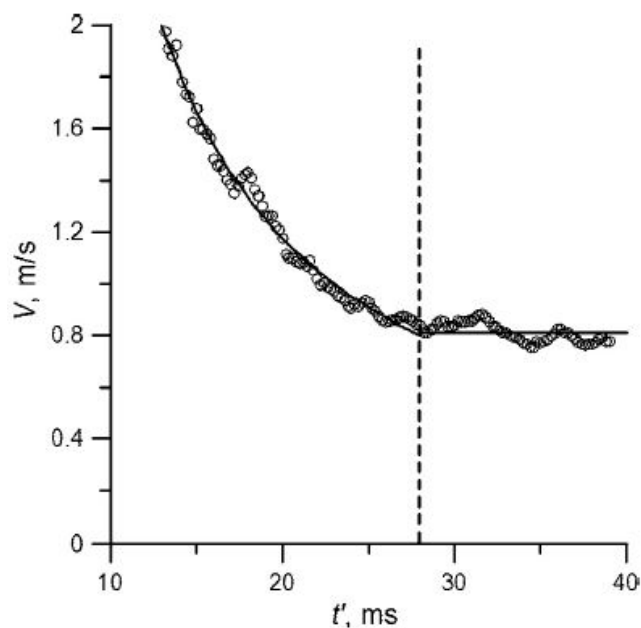


Рис. 4.28. Пример кусочной аппроксимации зависимости локальной скорости волн ряби от времени в системе отсчета волны возмущения (той же, что показана на рис. 4.20 и 4.21). Положение точки установления локальной скорости волн помечено пунктирной линией.

Момент времени в системе отсчета волны возмущения, соответствующий стабилизации каждого из параметров, определялся следующим образом. Для каждого значения t'_i для зависимостей локальной величины от t' слева и справа от t'_i проводилась аппроксимация функцией и константой, соответственно. Для локальной медианной толщины пленки и локальной скорости волн ряби использовалась функция вида $a/(t'+b)$, а для локальной частоты волн ряби - функция вида $kt'+c$. После этого определялось такое значение t'_i , при котором суммарное отклонение экспериментальной зависимости от аппроксимаций было минимальным. Пример наилучшей аппроксимации зависимости локальной скорости волн ряби от t' приведен на рис. 4.28.

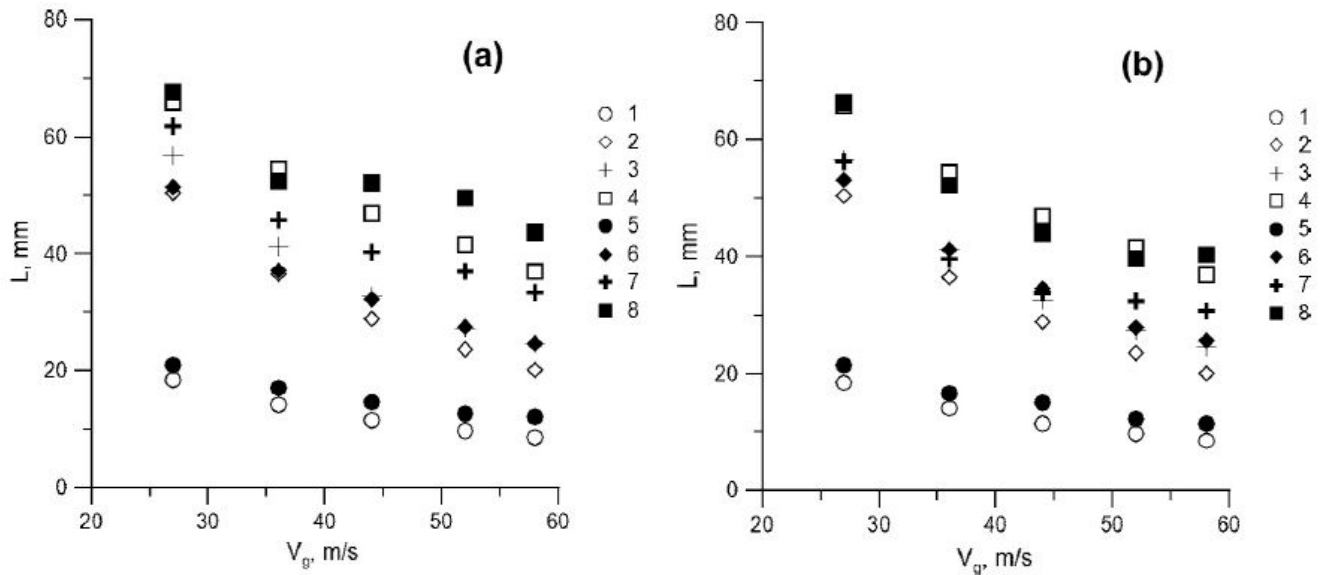


Рис. 4.29. Средняя длина гребня волны возмущения, L_c (1, 5). Средние расстояния от начала гребня волны возмущения до точки стабилизации: медианной толщины пленки, L_h , (2, 6), скорости волн медленной ряби, L_v (3, 7) и частоты волн медленной ряби, L_f (4, 8). $Re_L=142$, вода (1–4 для (a) и (b)); $Re_L=350$, вода (5–8 для (a)); $Re_L=142$, ВГР2 (5–8 для (b)).

Размеры задних склонов, определенные таким образом во временной области, пересчитывались в пространственные размеры путем умножения на индивидуальную скорость волны возмущения. В результате были измерены средние расстояния от начала гребня волны возмущения до точки стабилизации локальной медианной толщины пленки, а также точек стабилизации локальной скорости и локальной частоты волн ряби (L_h , L_v , L_f , соответственно). На рис. 4.29 приведены примеры зависимости каждой из этих величин, а также длины гребня волны возмущения, L_c , от скорости газа для разных значений числа Рейнольдса жидкости и вязкости жидкости. Все величины уменьшаются с ростом скорости газа и слабо увеличиваются с ростом расхода и вязкости рабочей жидкости.

Характерные значения величины L_c изменяются от 20 мм при скорости газа 27 м/с до 10 мм при скорости газа 58 м/с. Величина L_h , наиболее близкая к традиционному определению длины волны возмущения, в 2-2,5 раза превышает длину гребня и варьируется от 50 мм до 20 мм. Величина L_v несколько превышает L_h , а величина L_f превышает L_v . Таким образом, за задним склоном волны возмущения существует зона, в которой значения скорости и частоты волн ряби все еще отличаются от значений на поверхности остаточного слоя жидкости. Длина этой зоны, которую можно назвать "следом" волны возмущения, меньше длины заднего склона волны возмущения для малых скоростей газа, но превышает ее при высоких скоростях газа. Длина волны возмущения целиком, включая гребень, задний склон и след, изменяется от 70 до 40 мм при увеличении скорости газа.

4.5. Влияние ориентации потока на свойства волн возмущения

Ориентация потока (угол между направлением течения и вектором силы тяжести) может варьироваться от 0 (опускное течение) до 180 (восходящее течение) градусов. В предшествующих работах основное внимание уделялось восходящему и горизонтальному течениям ввиду их наибольшей практической важности. Прямого сравнения характеристик волн возмущения и остаточного слоя жидкости при различных ориентациях потока при прочих равных условиях ранее не проводилось (см. раздел 1.2.4). В данном разделе диссертации такое сравнение проводится для опускного и восходящего течений. Выбор этих двух конфигураций обусловлен тем, что сила тяжести не порождает систематической асимметрии расхода жидкости по азимутальной координате. Измерения проводились на установке 2 (цилиндрический канал с внутренним диаметром 11,7 мм), в которой может быть реализовано как опускное, так и восходящее течение. Детали ЛИФ-измерений в восходящем течении описаны в разделе 2.2.

Влияние направления силы тяжести на течение обдуваемой газом пленки жидкости в первом приближении можно описать для безволновой ламинарной пленки жидкости толщиной h с удельным расходом q , увлекаемой постоянным касательным напряжением межфазного трения τ_s . Соотношение между этими параметрами может быть описано следующей формулой (см., напр., уравнение (10) в работе Alekseenko & Nakoryakov (1995):

$$q = \frac{\tau_s h^2}{2\mu} \left(1 \pm \frac{2\rho g h}{3\tau_s} \right) \quad (4.9)$$

Здесь ρ и μ , соответственно, плотность жидкости и ее динамическая вязкость, g - ускорение свободного падения. Положительный знак соответствует опускному течению, отрицательный - восходящему. Несколько простых следствий из приведенной выше формулы могут быть полезны при последующем анализе:

- 1) При постоянном q увеличение τ_s (т.е., увеличение скорости газа) приводит к уменьшению толщины пленки, h , и увеличению средней скорости жидкости по глубине пленки, $\langle V_L \rangle$, поскольку $q = h \langle V_L \rangle$;
- 2) При постоянном τ_s увеличение q приводит к увеличению h и $\langle V_L \rangle$;
- 3) При неизменных q и τ_s пленка будет толще и медленнее в восходящем потоке;
- 4) При $\rho g h \ll \tau_s$ различие между восходящим и опускным течениями будет пренебрежимо малым;
- 5) Для более толстых пленок различие между восходящим и опускным течением будет выражено сильнее.

Сравнение результатов измерений средней толщины пленки и толщины остаточного слоя жидкости представлены на рис. 4.30. Обе величины уменьшаются с ростом скорости газа и растут с увеличением расхода жидкости, см. рис. 4.30 (а) и (b), что согласуется с приведенными выше следствиями (1) и (2). На подрисунках (с) и (d) представлено прямое сравнение измерений в восходящем (ось ординат) и опускном (ось абсцисс) течениях при одних и тех же условиях эксперимента. Дополнительно на этих рисунках указаны границы диапазона отклонения двух величин на $\pm 30\%$.

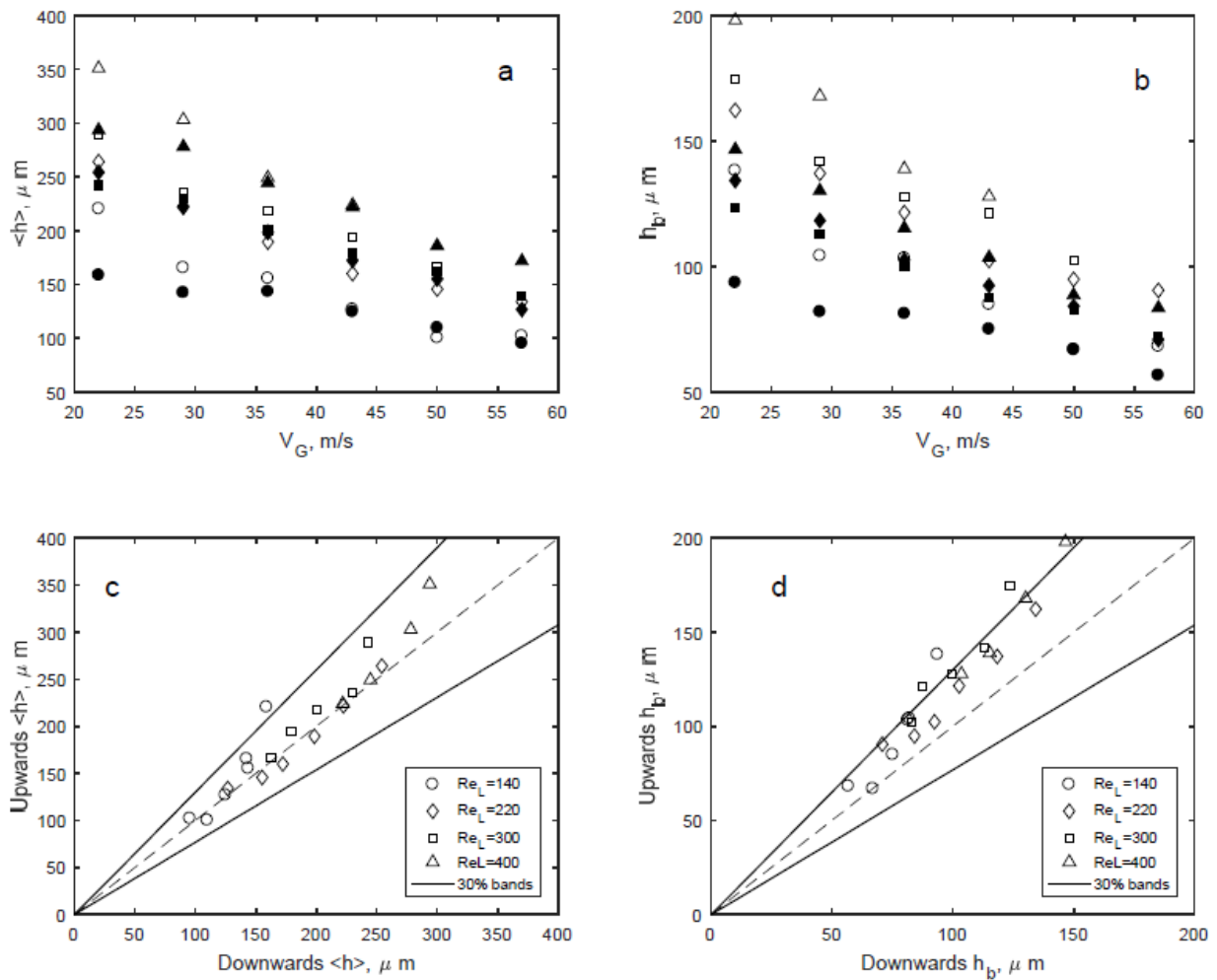


Рис. 4.30. Результаты измерений средней толщины пленки жидкости (а, с) и толщины остаточного слоя жидкости (b, d). Зависимость величин от скорости газа (а, b) и прямое сравнение между восходящим и опускным течениями (с, d). Здесь и далее закрашенные символы на рис. (а) и (b) соответствуют опускному течению.

Средняя толщина пленки испытывает влияние ориентации потока лишь на самой низкой скорости газа ($V_G = 22 \text{ м/с}$). В этом случае средняя толщина пленки выше в восходящем течении, что согласуется со следствием (3). Для больших значений V_G , влияние ориентации потока

невелико. Можно было бы предположить, что для области $V_G > 22$ м/с справедливо следствие (4): воздействие силы тяжести становится пренебрежимо малым по сравнению с воздействием газового потока, и течение пленки жидкости (как волн возмущения, так и остаточного слоя жидкости) идентично в восходящем и опускающем течениях. Однако сравнение толщины остаточного слоя (рис. 4.30d) демонстрирует более сильное различие между двумя конфигурациями, которое остается значительным даже для самых больших скоростей газа. Такое расхождение означает, что свойства пленки жидкости существенно зависят от ориентации потока, а близость значений средней толщины пленки является скорее совпадением, возникшим благодаря осреднению по различным участкам пленки: волнам возмущения и остаточному слою.

Для понимания причин расхождения требуется более детальный анализ гидродинамики пленки жидкости. Расход жидкости в пленке можно считать неизменным для восходящего и опускающего течений, поскольку доля жидкости, распространяющейся в виде капель, практически не зависит от ориентации потока (Wallis, 1962; Barbosa et al. 2002). Расход жидкости в пленке можно выразить как:

$$q = h \langle V_L \rangle = h_b \langle V_{L,b} \rangle (1 - Int) + h_{DW} \langle V_{L,DW} \rangle Int \quad (4.10)$$

Здесь h_{DW} - средняя толщина пленки по всей длине волн возмущения, Int - скважность волн возмущения. $\langle V_{L,b} \rangle$ и $\langle V_{L,DW} \rangle$ - средняя по толщине пленки скорость жидкости в остаточном слое и волнах возмущения, соответственно.

На основе этого уравнения можно предложить несколько объяснений ситуации, наблюдаемой на рисунках 4.30(c, d).

(I) Средняя толщина пленки в области волн возмущения, h_{DW} , ниже в восходящем потоке. Это объяснение противоречит следствиям (3) и (5) и, таким образом, не выглядит правдоподобным. Прямая проверка этого предположения затруднена тем, что измерения этой величины осложняются оптическими искажениями, рассмотренными в пп. 2.3-4.

(II) Скважность волн возмущения, Int , ниже в восходящем потоке. Скважность может уменьшаться как за счет уменьшения среднего продольного размера волн возмущения, $\langle L_{DW} \rangle$, так и за счет увеличения среднего расстояния между волнами возмущения, $\langle L \rangle$;

(III) Средняя скорость жидкости в остаточном слое, $\langle V_{L,b} \rangle$, меньше в восходящем потоке. Эта величина не может быть измерена напрямую без соответствующих PIV-измерений, проведение которых в условиях дисперсно-кольцевого течения крайне затруднительно. Косвенную информацию об этой величине можно извлечь из измерений скорости волн медленной ряби на поверхности остаточного слоя, V_R .

(IV) Скорость жидкости в волнах возмущения, $\langle V_{L,DW} \rangle$, ниже в восходящем потоке, что снижает долю жидкости, переносимой волнами возмущения. Ожидается, что эта величина достаточно близка к скорости распространения волн возмущения, $\langle V_{DW} \rangle$.

Очевидно, различные объяснения не исключают друг друга и могут быть верны одновременно.

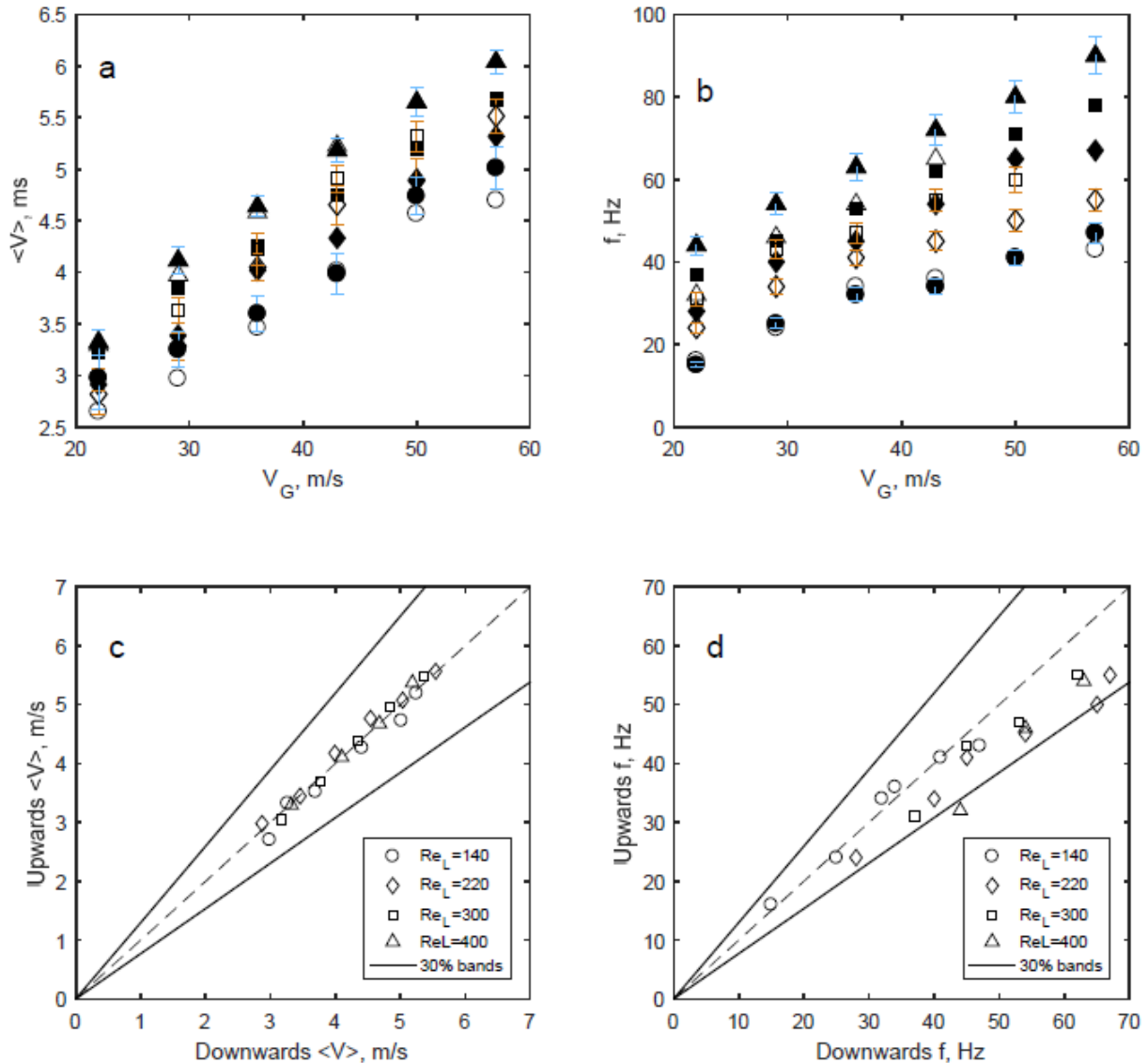


Рис. 4.31. Результаты измерений средней скорости (a, c) и частоты следования (b, d) волн возмущения. Зависимость величин от скорости газа (a, b) и прямое сравнение между восходящим и опускающим течениями (c, d).

На рис. 4.31 показано сравнение скорости и частоты следования волн возмущения. Обе величины демонстрируют свое обычное поведение: линейный рост с увеличением скорости газа и более слабый нелинейный рост с увеличением расхода жидкости (a, b). Интересно, что скорость распространения волн возмущения практически одинакова при обеих ориентациях потока (рис. 4.31c). Такое соответствие не только позволяет отбросить объяснение (IV), но и

дополнительно проанализировать объяснения (I) и (III). Многие исследователи сообщают о том, что скорость индивидуальных волн зависит от их амплитуды: волны большей амплитуды движутся быстрее при прочих равных условиях (Azzopardi 1997, Черданцев, 2006). Кроме того, волны возмущения распространяются по поверхности остаточного слоя, и ожидается, что его средняя скорость, $\langle V_{L,b} \rangle$, будет давать свой вклад в скорость волн возмущения. Для чисел Рейнольдса жидкости $Re_L \geq 220$ частота следования волн возмущения выше в опускном течении (рис. 4.31d). Поскольку скорость волн возмущения не зависит от ориентации потока, различие в частоте следования автоматически означает различие в расстоянии между волнами возмущения, $\langle L \rangle$; ожидается, что эта величина будет выше в восходящем потоке.

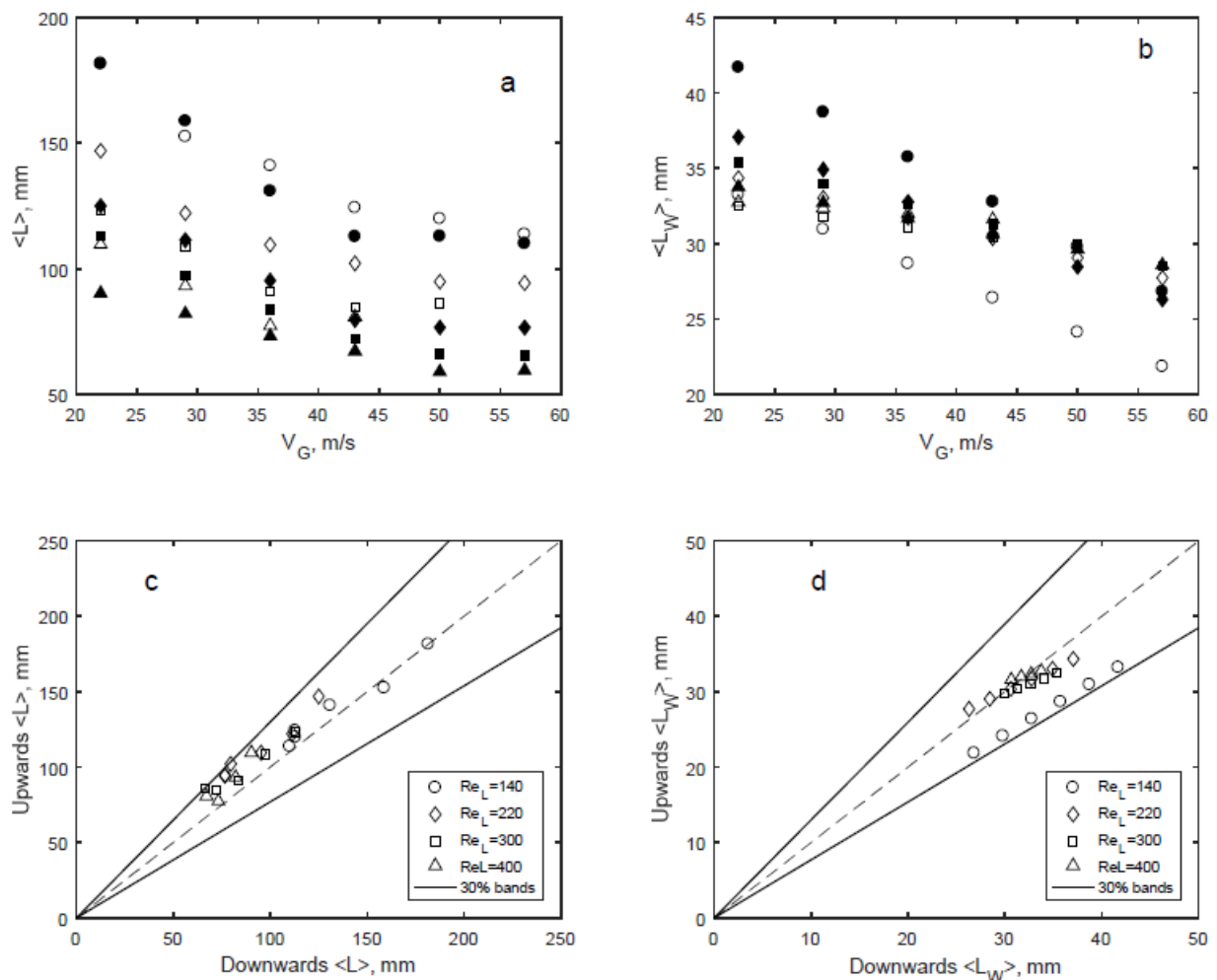


Рис. 4.32. Среднее расстояние между волнами возмущения (а, с) и средний продольный размер волн возмущения (b, d). Зависимость величин от скорости газа (а, b) и прямое сравнение между восходящим и опускным течениями (с, d).

Среднее расстояние между волнами возмущения уменьшается с ростом расходов жидкости и газа (рис. 4.32a), и действительно, в восходящем потоке волны возмущения разделены большим

расстоянием, чем в опускном (рис. 4.32с). При этом другая компонента скважности, а именно, средний продольный размер волн возмущения, $\langle L_{DW} \rangle$, для режимов $Re_L \geq 220$ слабо зависит от скорости газа, почти не зависит от расхода жидкости (рис. 4.32b), а также не зависит от ориентации потока (рис. 4.32d). Случай самого малого числа Рейнольдса жидкости, $Re_L=140$, отличается от прочих тем, что частота следования и расстояние между волнами возмущения в этом случае не зависят от ориентации потока (рис. 4.31d и 4.32с), зато $\langle L_{DW} \rangle$ в этом случае значительно ниже в восходящем течении.

Скважность волн возмущения возрастает с увеличением расхода жидкости и слабо уменьшается с ростом скорости газа (рис. 4.33 а, b). Для обеих ориентаций эта величина определено выше предсказываемой корреляцией Schubring et al. (2010b):

$$Int = 0.1 + \frac{Re_L}{40000} \quad (4.11)$$

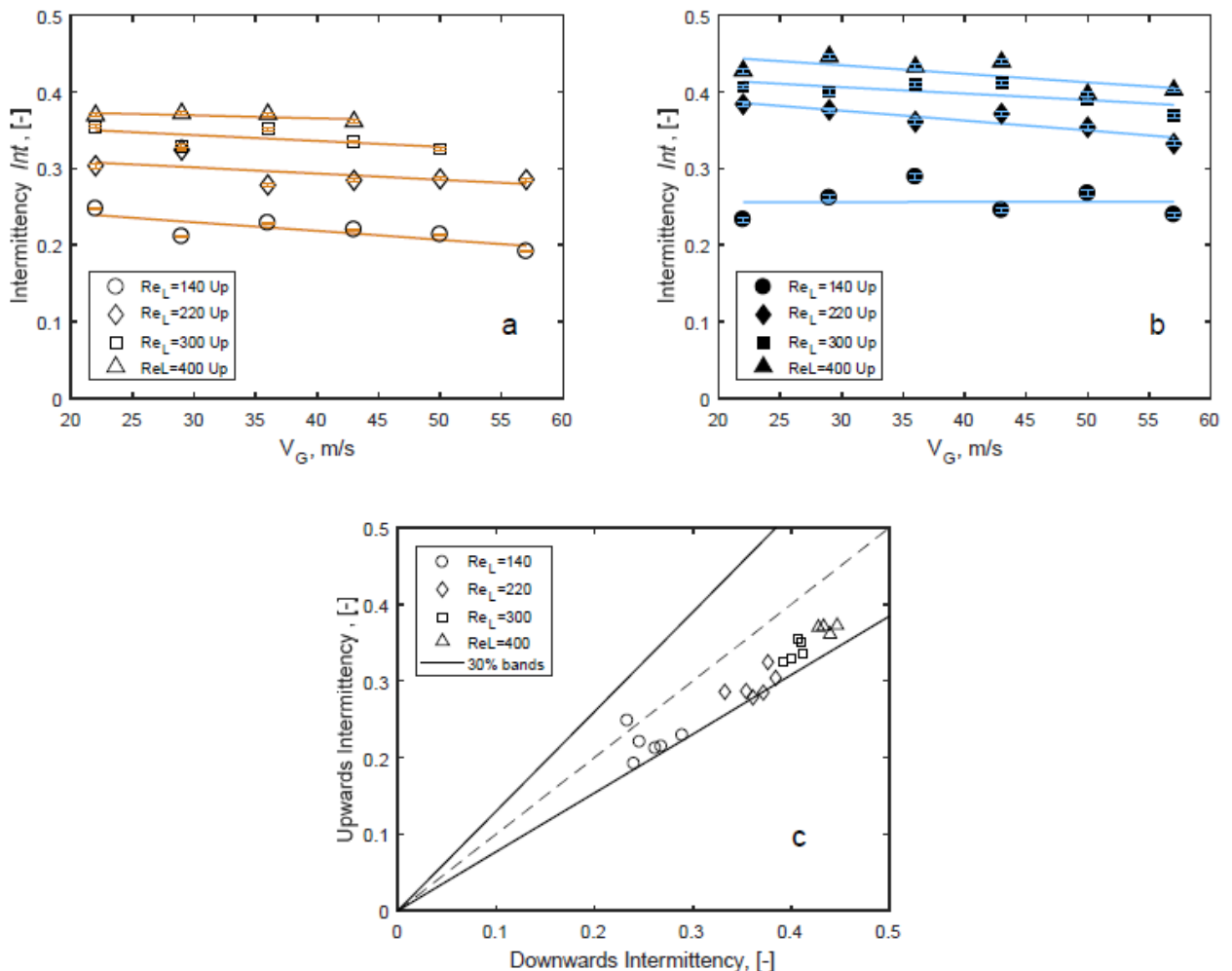


Рис. 4.33. Скважность волн возмущения для восходящего (а) и опускного (b) течений; прямое сравнение между восходящим и опускным течениями (с).

Различие может объясняться большим диаметром канала и расстоянием от входа в канал в экспериментах Schubring et al. (2010b): известно, что частота следования волн возмущения меньше в каналах большего диаметра, а также, что частота волн возмущения снижается вниз по потоку из-за слияний волн. Однако основное различие состоит в способе определения границ волны возмущения. Schubring et al. (2010b) определяли эти границы по порогу яркости света, проходящего через волну возмущения: можно ожидать, что этот свет наиболее существенно подавляется сильно возмущенной поверхностью гребней волн возмущения. Длина этой части волны значительно короче полного размера волны возмущения (см. рис. 18 в Alekseenko et al. (2014) или рис. 4.29 настоящей работы). В данной работе сравнение скважности в течениях различной ориентации проводится в рамках одного и того же способа определения скважности, а именно, по координате достижения порогового значения толщины пленки при движении вверх и вниз по потоку от максимума волны возмущения. Скважность значительно выше в опускном течении (рис. 4.33с). При этом отличие в скважности практически одинаково для случаев $Re_L=140$ и $Re_L \geq 220$, несмотря на то, что в этих двух случаях разные компоненты скважности ведут себя различным образом. Как предполагалось в рамках объяснения (II), уменьшение скважности по крайней мере частично компенсирует большую толщину остаточного слоя жидкости в восходящем потоке.

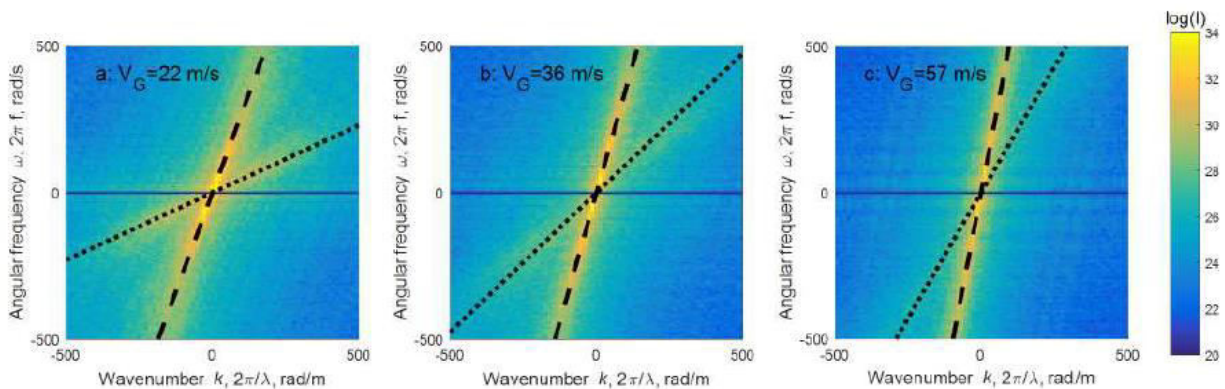


Рис.

Рис. 4.34. Двумерные спектры пространственно-временных записей толщины пленки для случая $Re_L=140$ при разных скоростях газа. Пунктирная и точечная линии помечают "гребни", соответствующие волнам возмущения и волнам ряби на остаточном слое.

Одним из способов определения скорости волн по пространственно-временным записям толщины пленки является измерение отношения временной частоты к пространственной. В главе 3 было продемонстрировано, что этот метод хорошо согласуется с другими методами измерений скорости (рис. 3.21). Этот подход можно развить до т.н. ω - k анализа, который состоит в одновременном применении быстрого преобразования Фурье во временной и пространственной области. Результаты применения такого анализа представлены на рис. 4.34 в

форме поля спектральных амплитуд в зависимости от угловой частоты, ω , и волнового числа, k . В поле спектральных амплитуд можно наблюдать два прямых "гребня", пересекающихся в нуле. Гребень большей амплитуды с большим наклоном к оси k соответствует волнам возмущения, второй гребень - волнам ряби на остаточном слое. Скорости волн возмущения, полученные этим способом, согласуются со значениями, полученными при помощи алгоритма автоматической обработки и кросскорреляционного анализа.

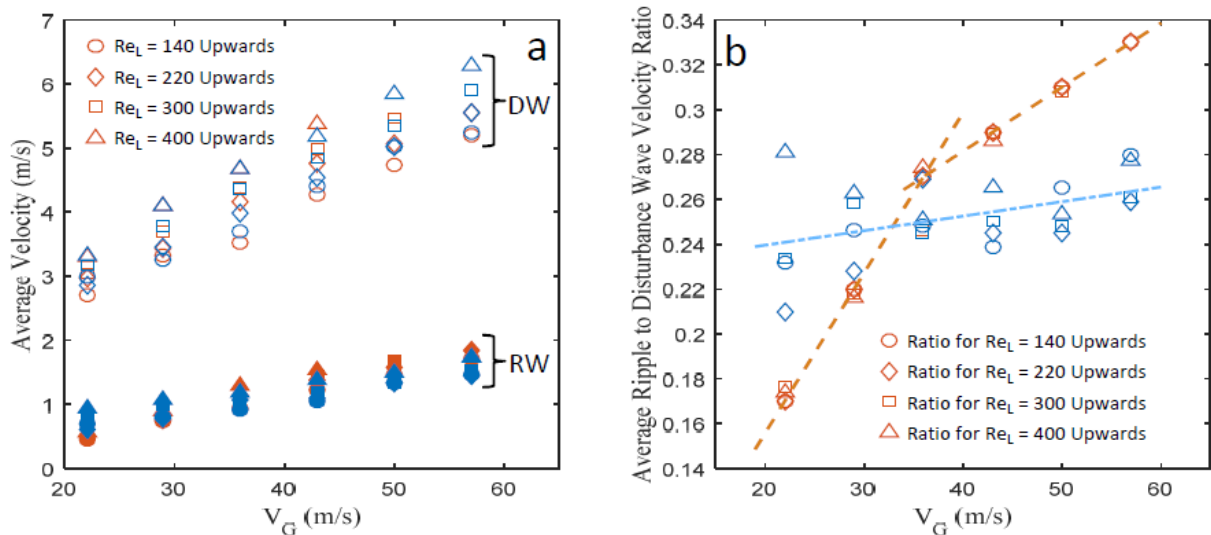


Рис. 4.35. а) Средняя скорость волн возмущения (DW) и волн ряби на остаточном слое (RW); б) Среднее отношение скорости волн медленной ряби к скорости волн возмущения. Оранжевые и голубые символы соответствуют восходящему и опускающему течениям.

Результаты измерения соответствующих инкрементов представлены на рис. 4.35. Скорость волн медленной ряби возрастает с ростом скорости газа (рис. 4.35а); эта скорость намного меньше скорости волн возмущения. Отношение скорости волн ряби на остаточном слое к скорости волн возмущения в опускающем течении слабо зависит от скорости газа и расхода жидкости (рис. 4.35б), что согласуется с результатами, представленными на рис. 4.24(а). Для восходящего течения эта величина также не зависит от расхода жидкости, однако зависимость от скорости газа существенно отличается (рис. 4.35б). Отношение быстро растет со скоростью газа при скоростях $V_G \leq 36$ м/с. В области $V_G \geq 36$ м/с рост продолжается, но значительно медленнее. Это сложное поведение стоит в ряду наблюдений, не согласующихся с простым анализом сил, приведенным в начале этого раздела. Следует упомянуть другие наблюдения такого типа:

1) Волны возмущения представляют собой участки с большей толщиной пленки жидкости, и ожидается, что они будут более подвержены влиянию направления силы тяжести, чем остаточный слой. Тем не менее, скорость индивидуальных волн возмущения не зависит от

ориентации потока, в то время как толщина намного более тонкого остаточного слоя чувствительна к ориентации потока.

2) Толщина остаточного слоя, h_b , того же порядка величины, что и средняя толщина обдуваемых газом пленок жидкости в режимах без отрыва капель. Такая толщина для случая $Re_L=40$ и $V_G=36$ м/с использовалась в качестве опорного значения толщины пленки, h_0 , при пересчете значений яркости флюоресценции в толщину пленки (см. п. 2.2). При этом предполагалось, что эта толщина не зависит от ориентации течения. Хотя прямой проверки последнего предположения не проводилось, можно с уверенностью утверждать, что величина h_b значительно сильнее зависит от ориентации потока, чем величина h_0 . В самом деле, даже если бы предположение о независимости h_0 от ориентации потока было неверным, и истинное значение h_0 было выше в восходящем потоке, это означало бы, что истинное значение h_b в восходящем потоке было бы еще выше значений, измеренных ЛИФ-методом.

Возможное объяснение таких несоответствий заключается в том, что касательное напряжение межфазного трения на поверхности остаточного слоя намного меньше, чем на поверхности волн возмущения, и даже меньше, чем на поверхности тонких пленок жидкости в режимах без уноса при тех же значениях скорости газа. Такое различие возможно благодаря наличию в режимах с уносом волн возмущения, воздействующих на газовый поток как крупные шероховатые препятствия. В следе этих препятствий возможно существенное локальное замедление газового потока. Такое предположение согласуется с результатами недавних экспериментов Buckley & Veron (2017), в которых наблюдалось резкое уменьшение продольной компоненты скорости газовой фазы с подветренной стороны генерируемых ветром волн в горизонтальном потоке (см. рис. 4 и 7 в этой работе). В этом случае относительная важность направления силы тяжести значительно возрастает на участках остаточного слоя между волнами возмущения.

В рамках такого предположения можно объяснить качественное различие в поведении скорости волн ряби на остаточном слое при различных ориентациях потока. В опускном течении вся жидкость, как в волнах возмущения, так и в остаточном слое, течет вниз, а увеличение скорости газа оказывает лишь количественное влияние на скорость волн. В восходящем потоке жидкость в волнах возмущения увлекается вверх сильным газовым потоком, но жидкость в остаточном слое при недостаточно высоких скоростях газа может по крайней мере частично течь вниз. Такое поведение жидкости хорошо известно из работ, посвященных режиму перемежаемого течения ("churn flow"), хотя обычно считается, что переход от перемежаемого течения к кольцевому происходит при более низких скоростях газового потока, чем скорости, рассматриваемые в данном эксперименте. В таком случае при низких и умеренных скоростях газа лишь поверхностный слой жидкости с волнами ряби увлекается вверх, в направлении,

противоположном течению жидкости в пристенной области. В результате волны ряби будут замедляться по сравнению с опускным течением. Такое представление согласуется с недавними результатами Dasgupta et al. (2017), посвященных изучению восходящего потока в кольцевом и перемежаемом режимах течения при помощи высокоскоростной визуализации в трубе диаметром 11 мм. Этими авторами была определена граница между двумя режимами течения при скоростях газа в 12-15 м/с. При более низких скоростях газа волны ряби на остаточном слое двигались вниз, несмотря на движение вверх волн возмущения и "огромных волн" ("huge waves"). В окрестности переходной области волны ряби были неподвижны, а при больших скоростях газа двигались вверх. Можно предположить, что окончательный переход к полностью восходящему потоку в настоящих экспериментах происходит примерно при $V_G=36$ м/с. Выше этой точки влияние скорости газа на скорость волн ряби на остаточном слое будет примерно таким же, как и в опускном течении, за исключением все еще несколько большей толщины остаточного слоя, благодаря чему скорость волн ряби станет даже несколько выше, чем в опускном течении.

4.6. Течение в горизонтальном прямоугольном канале

Как было отмечено в разделах 1.1.1 и 1.2.4, дисперсно-кольцевой режим течения в горизонтальной трубе характеризуется сильной азимутальной асимметрией толщины пленки жидкости вследствие влияния силы тяжести. Значительно более близкой к опускному / восходящему дисперсно-кольцевому течению конфигурацией является течение жидкости по горизонтальной плоскости, благодаря поперечной равномерности толщины пленки. В реальности такое течение можно организовать в канале прямоугольного сечения с широкими горизонтальными стенками. Боковые стенки могут быть достаточно узкими с целью снижения полного расхода газа. Эксперименты такого рода проводились на установке 4.

Основной объем измерений проводился в трехмерной постановке при различных значениях пространственного разрешения. Для исследования свойств волн возмущения, влияния боковых стенок канала на характеристики волн возмущения и трехмерной структуры волн возмущения проводились эксперименты с относительно грубым пространственным разрешением (0,21 мм/пиксель). В этом случае продольный размер области составлял 270 мм, а поперечный размер был равен ширине канала (161 мм). Также в этих экспериментах использовалась более низкая частота съемки (1 кГц) с целью увеличения длительности записей до 10 секунд.

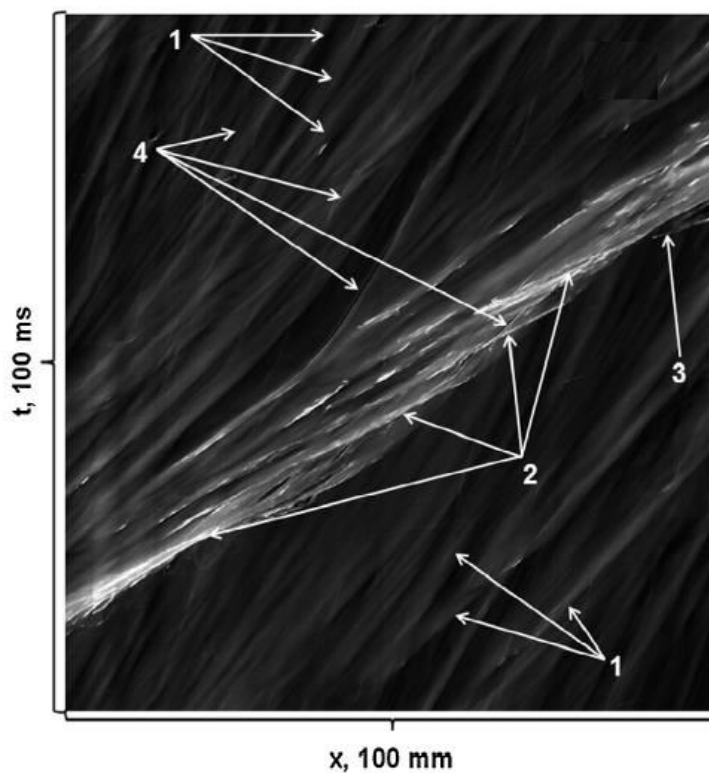


Рис. 4.36. Фрагмент матрицы $h(x,t)$ при течение в горизонтальном прямоугольном канале, $Re_L=360$, $V_G=35$ м/с. 1 - волны медленной ряби, 2 - волны быстрой ряби, 3 - капля жидкости, 4 - пузырьки газа.

На первом этапе проводился анализ двумерных записей толщины пленки жидкости, полученных в центральном продольном сечении канала. В первую очередь, было показано, что в канале иной формы и размеров, а также при иной ориентации потока имеют место те же процессы генерации волн быстрой и медленной ряби волнами возмущения, что и в вертикальных трубах малого диаметра (рис. 4.36).

Для исследования характеристик волн возмущения был применен автоматический алгоритм идентификации их пространственно-временных траекторий на основе преобразования Радона (см. раздел 4.4). Были измерены скорость, частота следования, высота и продольный размер волн возмущения. Несмотря на качественное сходство в волновой структуре, ориентация, размер и форма канала оказывают влияние на количественные характеристики волн возмущения: при течении в горизонтальном канале скорость и частота следования волн возмущения значительно ниже (рис. 4.37). Средняя толщина пленки жидкости также выше в горизонтальном течении, что согласуется с изменением скорости волн. При этом различие в частоте не объясняется лишь различием в скорости: среднее расстояние между волнами возмущения (V/f) значительно выше в горизонтальном потоке. Скорее всего, различие в частоте объясняется влиянием гидравлического диаметра канала (см. раздел 1.2.4).

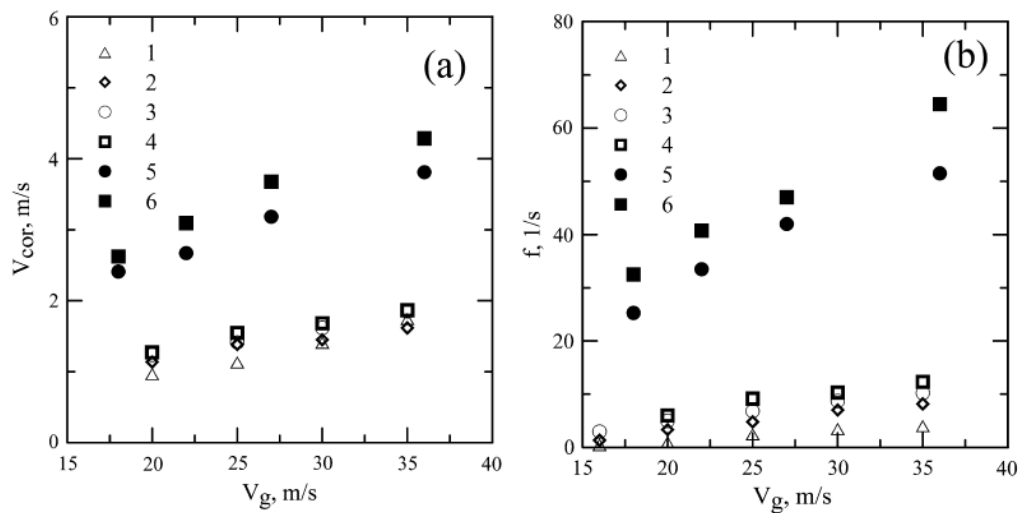


Рис. 4.37. Средняя скорость (a) и частота следования (b) волн возмущения. 1-4: горизонтальный прямоугольный канал, $Re_L = 155$ (1); $Re_L = 220$ (2); $Re_L = 360$ (3); $Re_L = 520$ (4). 5-6: Опускное течение в трубе диаметром 11,7 мм, $Re_L = 370$ (5); $Re_L = 510$ (6).

Результаты измерения волновых характеристик в целом согласуются с известными результатами по свойствам волн возмущения. Скорость и частота следования линейно растут с увеличением скорости газа (рис. 4.38a,b). Высота волн возмущения и толщина остаточного слоя уменьшаются с ростом скорости газа (рис. 4.38c), хотя влияние скорости газа проявляется

достаточно слабо по сравнению, например, с наблюдениями Han et al. (2006). Продольный размер также уменьшается с ростом скорости газа (рис. 4.38d), что также согласуется с известными данными. Все четыре параметра увеличиваются с ростом расхода жидкости, хотя степень влияния различается для разных параметров: для частоты следования и амплитуды волн оно проявляется сильнее.

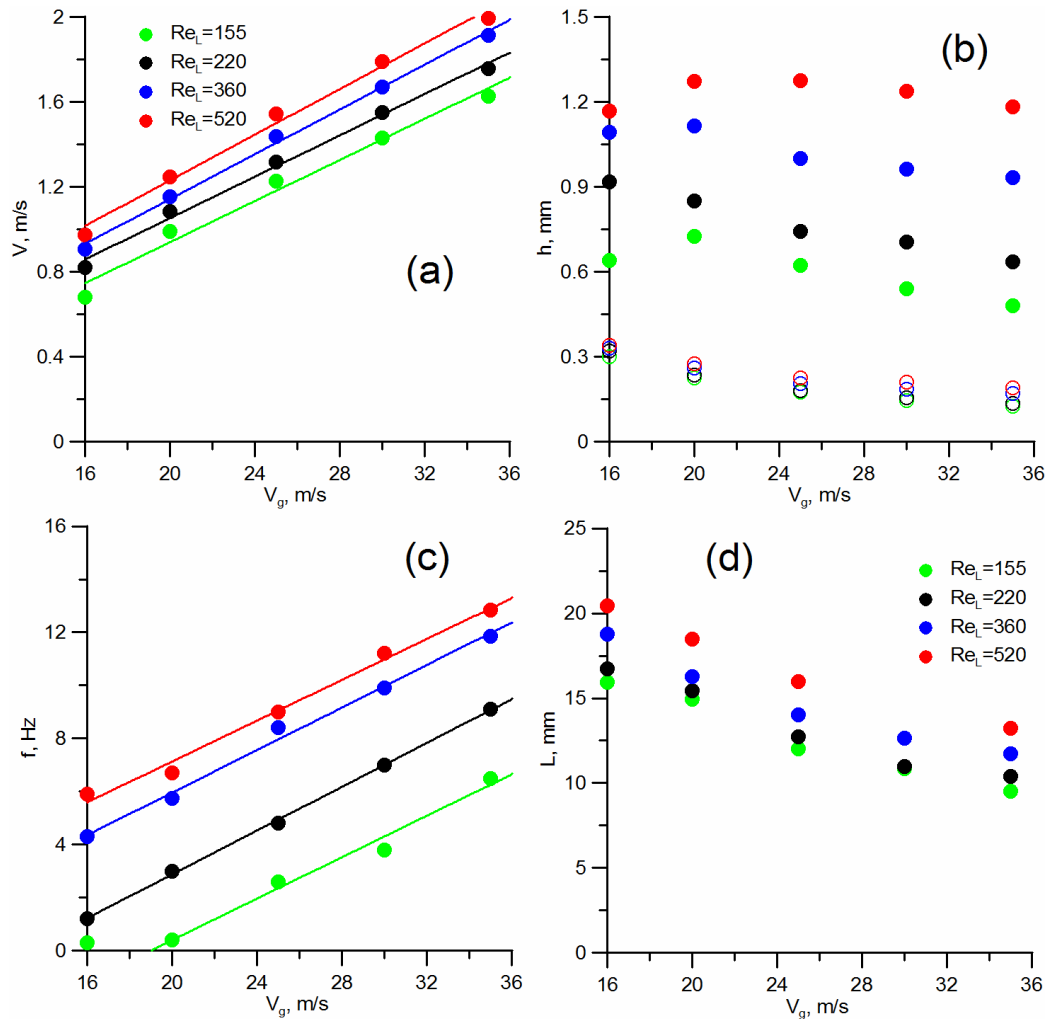


Рис. 4.38. Влияние расходов жидкости и газа на скорость (a), высоту (b), частоту (c) и длину на половине высоты (d) волн возмущения в центральном сечении канала. Пустыми символами на рис. (b) показана толщина остаточного слоя жидкости.

Особенностью течения в прямоугольном канале является наличие боковых стенок, оказывающих влияние на характеристики пленки жидкости и волн возмущения. Ранее этот эффект исследовался, главным образом, в микроканалах (Чиннов и др. 2014, Барткус 2017). В каналах крупных размеров, фактически, единственной работой такого рода является исследование Shedd & Newell (2004), в котором при помощи метода полного внутреннего отражения показано, что средняя толщина пленки понижается вблизи углов каналов сложной

формы. В рамках трехмерных ЛИФ-измерений можно исследовать влияние боковых стенок на свойства волн возмущения путем измерения волновых характеристик в каждом из продольных сечений области измерений по всей ширине канала. Для ускорения процесса, матрицы $h(x,t)$ создавались для каждого пятого продольного сечения. Это дает 144 матрицы для каждой комбинации расходов жидкости и газа, разделенных расстоянием 1,05 мм.

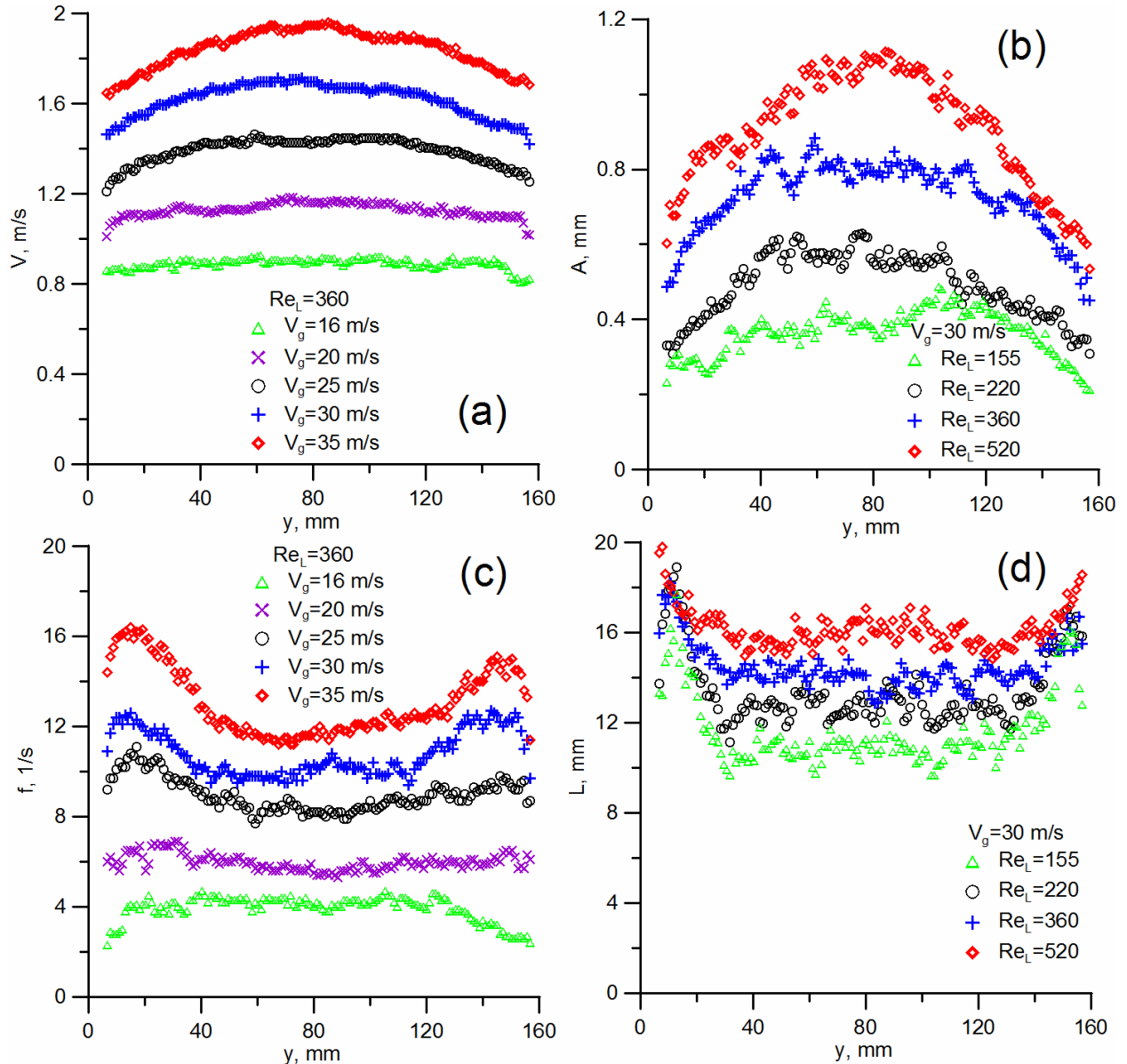


Рис. 4.39. Влияние поперечной координаты на среднюю скорость (а), амплитуду (б), частоту следования (с) и продольный размер (д) волн возмущения.

На рис. 4.39 показана зависимость средних характеристик волн возмущения от поперечной координаты при различных комбинациях расходов. Скорость волн уменьшается вблизи боковых стенок; сходное и даже более выраженное поведение наблюдается для амплитуды волн возмущения. Понижение скорости связано с трением в жидкой и газовой фазе на боковых стенках канала, а понижение амплитуды - дополнительно с понижением толщины пленки

жидкости (Shedd & Newell 2004). С другой стороны, частота следования и продольный размер волн возмущения испытывают локальный рост вблизи стенок канала: увеличение частоты вблизи стенок наблюдается при достаточно больших скоростях газа, а увеличение продольного размера - во всем диапазоне скоростей газа. Изменение частоты и продольного размера вблизи стенок связано с трехмерностью волн возмущения.

В ранних исследованиях вопрос о трехмерности волн возмущения рассматривался, главным образом, в трубах круглого сечения, с привязкой двумерности волн к диаметру канала. Так, в ряде работ отмечается, что волны возмущения замыкаются в кольцо в каналах малого (порядка 30 мм и менее) диаметра. В трубах большого диаметра наблюдались трехмерные волны возмущения, локализованные по азимутальной координате. В работе Okada et al. (1995) было показано, что при повышении скорости газа в канале неизменного диаметра доля трехмерных волн возмущения возрастает. В данной работе вопрос рассматривается безотносительно диаметра канала.

Примеры мгновенной формы поверхности пленки вдоль координат x и y приведены на рис. 4.40. Анализ временной эволюции мгновенной формы поверхности пленки показывает, что волны возмущения в общем случае трехмерны: их фронты в плоскости x - y искривлены в направлении потока, а высота неравномерна по поперечной координате. На поверхности пленки сосуществуют волны возмущения существенно различных поперечных размеров - от 2-3 сантиметров до полной ширины канала (16 сантиметров). "Узкие" волны часто встречаются вблизи боковых стенок канала, однако могут наблюдаться и в центральной части канала. За краями волн возмущения можно наблюдать продольно ориентированные "хвосты", характеризующиеся большей толщиной пленки. Иногда такие хвосты можно наблюдать за центральной частью волн возмущения. Как правило, фронты волн возмущения имеют подковообразную форму, которая может быть описана параболической зависимостью $x(y)$. Кривизна фронта волны может быть определена как коэффициент при квадратичном члене такой аппроксимации.

На рис. 4.41 представлены результаты измерений ширины (поперечного размера) и кривизны индивидуальных волн возмущения. Волны, занимающие всю ширину канала, встречаются во всем диапазоне исследованных режимов. Волны малого поперечного размера с большей вероятностью встречаются при высоких скоростях потока газа. Этот результат согласуется с наблюдениями Okada et al. (1995), заметивших, что доля локализованных волн повышается с ростом скорости газа. Кривизна фронтов волн возмущения, занимающих всю ширину канала, достаточно мала, однако для узких волн вероятность высокой кривизны возрастает.

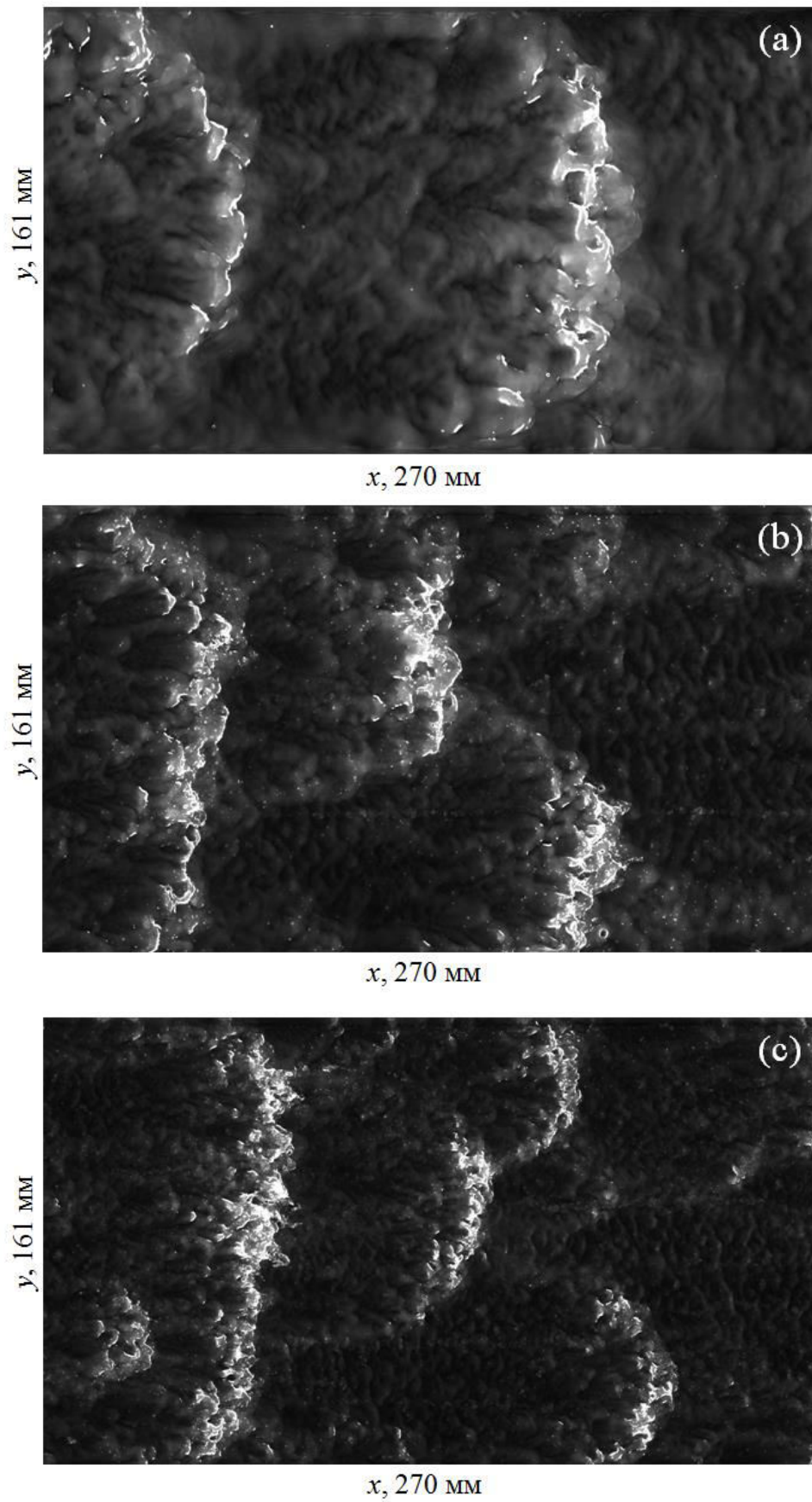


Рис. 4.40. Мгновенные двумерные профили поверхности пленки при течении в горизонтальном прямоугольном канале. $Re_L=360$. $V_G=16$ м/с (a); $V_G=25$ м/с (b); $V_G=35$ м/с (c).

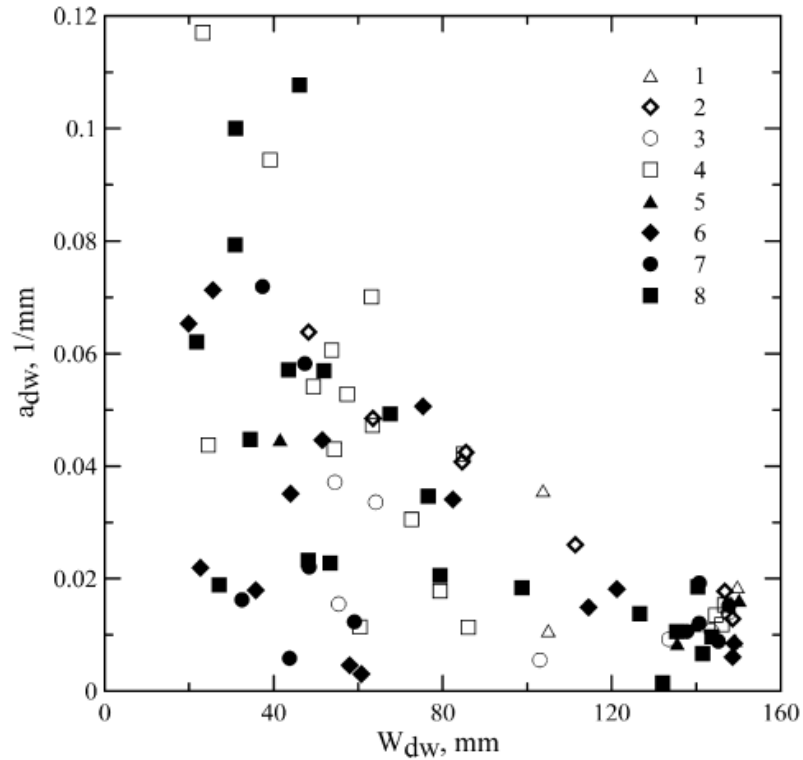


Рис. 4.41. Кривизна и ширина индивидуальных волн возмущения. $Re_L = 220$ (1–4); $Re_L = 360$ (5–8). $V_G = 20$ м/с (1,5); $V_G = 25$ м/с (2,6); $V_G = 30$ м/с (3,7); $V_G = 35$ м/с (4,8).

Сосуществование волн различных поперечных размеров дает основания предположить, что распределение волн по поперечному размеру изменяется с расстоянием вниз по потоку. Изменение среднего поперечного размера гипотетически может происходить как вследствие распада широких волн возмущения на более узкие фрагменты, так и за счет слияния узких волн возмущения, с формированием более широких волн в результате слияния. Измерения поперечной равномерности потока в работе Zhao et al. (2013) свидетельствуют в пользу второго варианта: в этой работе было показано, что корреляция между записями толщины пленки, полученными датчиками с различной азимутальной координатой, возрастает вниз по потоку. В качестве объяснения такого поведения Zhao et al. (2013) предположили, что волны возмущения растут в поперечном направлении. Исследование трехмерных пространственно-временных записей толщины пленки в данной работе показывает, что возрастание степени двумерности волн вниз по потоку происходит по двум основным сценариям. В первом случае волны с малым поперечным размером, движущиеся с разной скоростью, так, что их края входят в соприкосновение, претерпевают трехмерное слияние, в результате которого формируется волна с большим поперечным размером и малой кривизной. Обратных событий (т.е., распада широкой волны на узкие) в экспериментах не наблюдалось. В этом состоит одно из отличий рассматриваемого режима течения от течения пленок жидкости под действием силы тяжести: в

последнем случае происходят как слияния узких волн, так и распад широких волн. Сходное наблюдение было сделано в работе Clark et al. (2001); в этой работе было показано, что наличие газового потока повышает вероятность появления широких квази-двумерных волн на поверхности пленки. Предположительно, наличие газового потока стабилизирует волны, подавляя поперечную неустойчивость и предотвращая распад. Возможно, вероятность слияния усиливается тем, что край настигающей волны движется по поверхности "хвоста" за краем настигаемой волны, и ускоряется за счет повышенной толщины пленки в этой области. Интересно, что "хвост" за волной возмущения продолжает существовать некоторое время после слияния. Это наблюдение может объяснить, почему "хвосты" иногда наблюдаются за центральной частью волн возмущения: их присутствие является своего рода "атавизмом", сохранившимся в процессе эволюции волн возмущения.

Другим сценарием повышения двумерности является поглощение широкими волнами узких волн. Как правило, широкие волны движутся с большей скоростью, что объясняется большей площадью взаимодействия такой волны с газовым потоком. В результате такого слияния узкие волны исчезают, и общая двумерность пленки повышается.

Для исследования трехмерной структуры волн быстрой ряби эксперименты проводились с пространственным разрешением 0,1 мм/пиксель. Размер области измерений составлял 100 мм в продольном направлении и 50 мм в поперечном. Частота съемки составила 10 кГц. Волны быстрой ряби на гребнях волн возмущения и волны медленной ряби на поверхности остаточного слоя жидкости, как и волны возмущения, локализованы по поперечной координате и имеют изогнутые фронты. Волны быстрой ряби расположены на гребнях волн возмущения в шахматном порядке (рис. 4.42), напоминающем рисунок рыбьей чешуи, но, к сожалению, значительно менее регулярном. Волны идут в несколько "эшелонов" со смещением примерно на половину поперечного периода между соседними эшелонами. Количество эшелонов очевидным образом зависит от соотношения между продольным размером гребня волны возмущения и продольным размером волны быстрой ряби. Соседние волны быстрой ряби расположены вплотную друг к другу. В месте соединения боковых краев двух волн быстрой ряби формируется продольно ориентированная структура, зачастую подпираемая сзади фронтом следующей за ней волны быстрой ряби (пример такой структуры показан цифрой 1 на рис. 4.42а).

Как было упомянуто ранее, локальная толщина пленки при измерениях ЛИФ-методом сильно завышается вследствие полного внутреннего отражения под высокими наклонами межфазной поверхности. Это, с одной стороны, приводит к очень высоким значениям локальной толщины пленки вдоль фронта волн быстрой ряби. С другой стороны, такие пики облегчают визуальную идентификацию волн быстрой ряби. Автоматическая идентификация, тем не менее, крайне

затруднительна в силу нерегулярности формы и сильной вариации уровня оптических искажений из-за небольших отклонений наклона и кривизны переднего склона волн быстрой ряби.

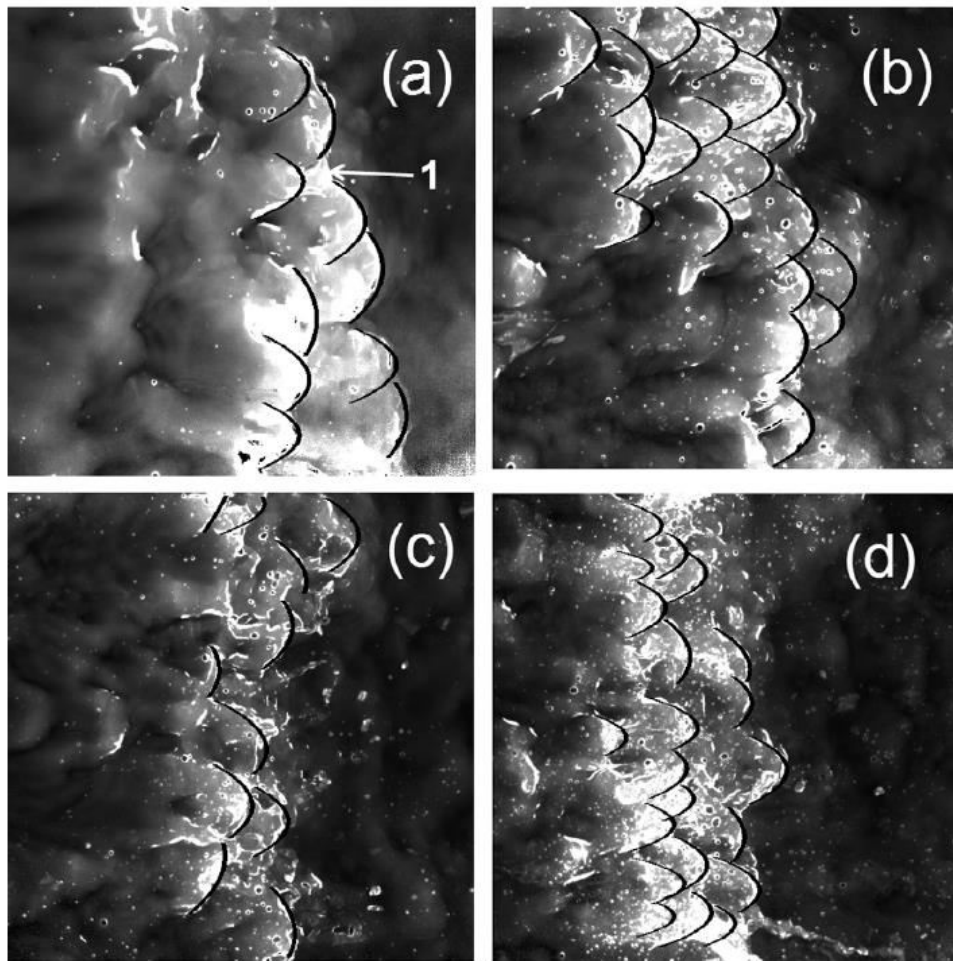


Рис. 4.42. Мгновенная форма волн быстрой ряби на гребнях волн возмущения. $Re_L=360$. $V_G=20$ м/с (a), 25 м/с (b), 30 м/с (c), 35 м/с (d). Размер области 50 мм * 50 мм. Место соединения боковых краев волн быстрой ряби помечено цифрой (1).

В настоящей работе волны быстрой ряби идентифицировались визуально, полуавтоматическим методом. В начале производился отбор кадров, содержащих изображение волны возмущения, покрывающей всю ширину области измерений; для каждой волны возмущения было обработано 2-3 кадра на различных участках области измерений. На каждом кадре проводился визуальный поиск отдельных волн быстрой ряби и отмечались четыре точки контура ее фронта в плоскости x - y . Две точки соответствовали левому и правому краям контура, а еще две располагались в произвольных точках контура. Далее проводилась параболическая аппроксимация четырех точек. Примеры таких аппроксимаций представлены на рис. 4.42 сплошными черными линиями. После обработки всех волн ряби на данном кадре, проводилась аналогичная обработка для кадра, отстоящего от обработанного на 1 мс, что позволяло

измерить индивидуальную скорость волн быстрой ряби, основываясь на пространственном смещении между двумя контурами. В результате такой обработки были получены значения скорости, поперечного и продольного размеров, а также кривизны фронта для каждой из волн быстрой ряби (для каждой режимной точки было обработано от 50 до 350 волн).

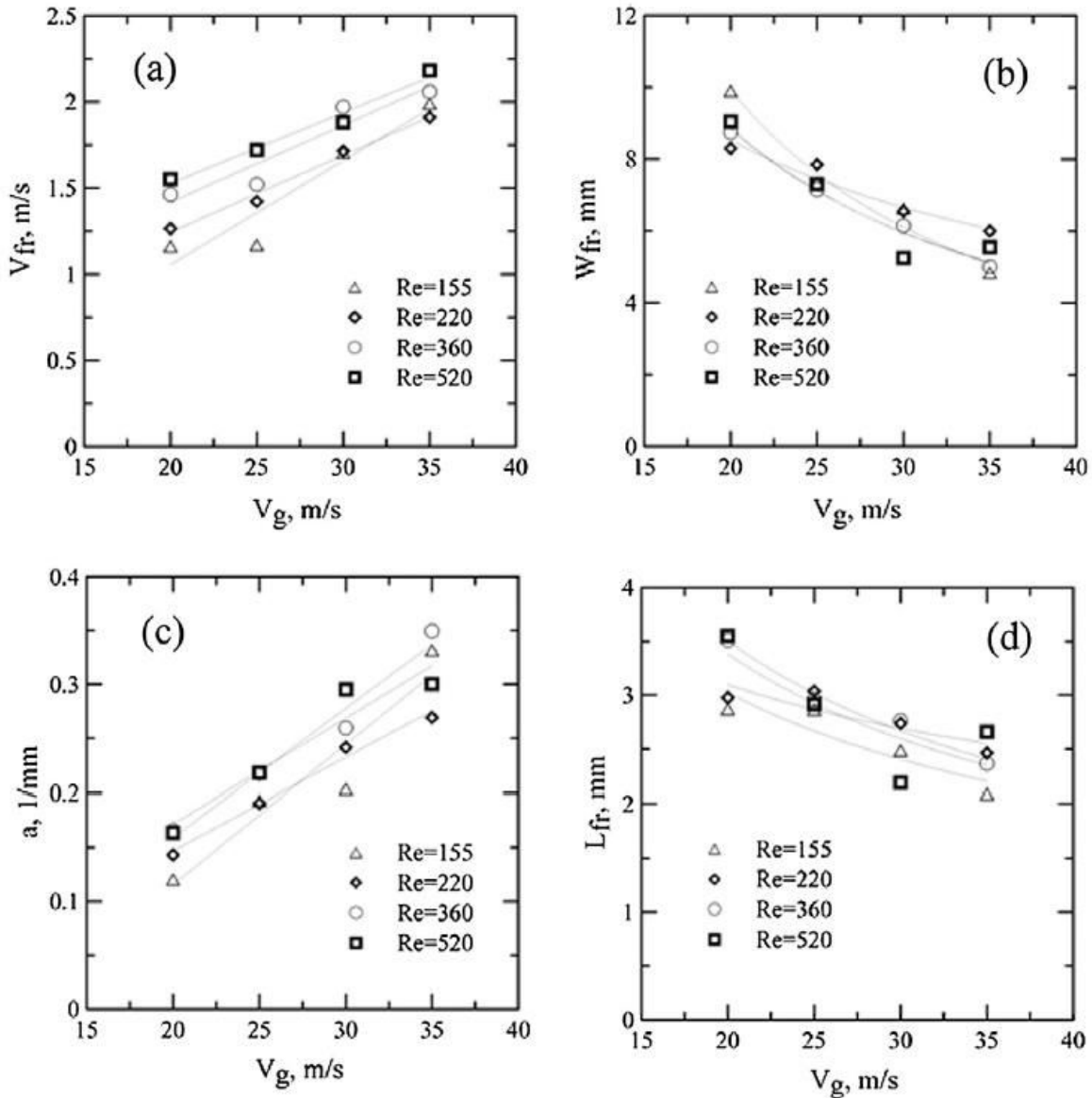


Рис. 4.43. Средняя скорость (а), поперечный размер (б), кривизна фронта (с) и продольный размер (д) волн быстрой ряби.

Результаты измерений представлены на рис. 4.43. Средняя скорость волн быстрой ряби, V_{fr} , демонстрирует то же поведение в зависимости от режимных параметров, что и скорость волн возмущения (рис. 4.43а). Она линейно растет с увеличением скорости газа и слабо увеличивается с ростом числа Рейнольдса жидкости. В среднем волны быстрой ряби движутся на 20-30% быстрее волн возмущения. Ширина (поперечный размер) волн быстрой ряби, W_{fr} ,

уменьшается с ростом скорости газа (рис. 4.43b). В исследованном диапазоне скоростей газа W_{fr} уменьшается в 1,5-2 раза, с 9-10 мм при $V_G=20$ м/с до 5-6 мм при $V_G=35$ м/с. Влияние расхода жидкости на эту величину намного слабее. Средняя кривизна фронтов волн быстрой ряби, a_{fr} , также растет со скоростью газа и слабо растет с ростом расхода жидкости (рис. 4.43c). Как следовало ожидать, эта кривизна значительно выше кривизны волн возмущения (ср. рис. 4.41). На рис. 4.43(d) представлены данные по среднему продольному размеру волн быстрой ряби, L_{fr} . Эта величина ведет себя сходным образом с поперечным размером, однако уменьшение продольного размера происходит медленнее, что согласуется с ростом кривизны. Разброс в свойствах волн быстрой ряби достаточно велик. Вариация скорости индивидуальных волн составляет около 25%; для ширины это значение составляет 20%, для кривизны - более 40%.

4.7. Выводы по главе 4

Исследование пространственно-временной эволюции волн на поверхности пленок жидкости в дисперсно-кольцевом режиме течения при помощи метода ЛИФ позволило выявить взаимосвязь между крупномасштабными структурами, известными как волны возмущения, и мелкомасштабными волнами ряби на поверхности волн возмущения и поверхности остаточного слоя между волнами возмущения. Было обнаружено, что все волны ряби генерируются на задних склонах волн возмущения. Дальнейшая эволюция отдельной волны ряби определяется положением точки возникновения этой волны относительно фронта волны возмущения. Волны ряби, возникающие далеко от фронта волны возмущения, замедляются и движутся по поверхности остаточного слоя до их поглощения следующей волной возмущения. Волны ряби, возникшие ближе к фронту волны возмущения, движутся быстрее волны возмущения по ее поверхности.

Описанная картина имеет качественные сходство и различие с волновой картиной в режимах без уноса жидкости. Сходство проявляется в сосуществовании в обоих режимах долгоживущих быстрых волн большой амплитуды, на задних склонах которых генерируются медленные короткоживущие волны, распространяющиеся по остаточному слою и поглощаемые следующей быстрой волной. Различие проявляется в отсутствии в режимах без уноса быстрых короткоживущих волн, движущихся по гребням долгоживущих волн. Отсутствие таких волн и является основной причиной отсутствия уноса.

Генерация волн быстрой и медленной ряби наблюдается во всем исследованном диапазоне режимов с уносом жидкости. Также процессы генерации волн быстрой и медленной ряби качественно одинаковы в существенно различных условиях, а именно, в вертикальных трубах малого диаметра и в горизонтальном канале прямоугольного сечения. Наличие волн быстрой ряби необходимо для уноса жидкости и является отличительным признаком волн возмущения. Наличие волн как медленной, так и быстрой ряби повышает шероховатость поверхности пленки, что, в свою очередь, приводит к повышению межфазного трения и перепада давления в канале, а также интенсификации массообмена. Необходимо отметить, что волны ряби не являются чисто капиллярными волнами: это уединенные нерегулярные нелинейные волны, которые, в отличие от капиллярных волн, не затухают в условиях сильного обдува газом.

При помощи метода PTV было исследовано поле скорости в волне возмущения с привязкой к фазе волны. Было обнаружено ускорение пристенного слоя жидкости при натекании на него волны возмущения и существование области повышенного трения на стенке в области генерации волн быстрой и медленной ряби.

Были исследованы процессы формирования и развития волн возмущения. Обнаружено, что волны возмущения формируются благодаря слиянию начальных высокочастотных волн,

возникающих в непосредственной близости от входа в канал благодаря неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Слияния начальных волн сопровождаются скачкообразным увеличением продольного размера волны, после которого начинается генерация волн быстрой ряби. Возможно, именно слияния начальных волн инициируют турбулизацию жидкости в волне возмущения. Обнаруженный механизм формирования волн возмущения не является следствием способа организации входного участка, поскольку сходные события с формированием крупномасштабных волн, генерирующих волны быстрой ряби, за счет слияния мелкомасштабных волн, наблюдаются вдали от входа в канал. Таким образом формируются эфемерные волны на задних склонах волн возмущения и таким же образом происходит переход к режимам с уносом жидкости при постепенном повышении расхода жидкости.

Показано, что моделирование свойств волн возмущения на основе анализа устойчивости дает сильное расхождение с экспериментом, поскольку не учитывает особенностей процесса формирования волн возмущения и развития волновой структуры вниз по потоку. Физическое моделирование волн возмущения необходимо начинать с моделирования возникновения начальных волн вблизи входа в канал, их эволюции и нелинейных взаимодействий. Показано, что численное моделирование, выполненное в такой постановке, дает хорошее качественное согласие с экспериментом.

Был развит метод автоматической идентификации характеристических линий волн возмущения на основе преобразования Радона. При помощи данного метода было проведено прямое измерение характеристик индивидуальных волн возмущения, а также волн быстрой и медленной ряби в системе отсчета волн возмущения. Были выделены следующие области волн возмущения: гребень волны возмущения, покрытый волнами быстрой ряби, задний склон волны возмущения, где генерируются и развиваются волны медленной ряби, "след" волны возмущения, где характеристики волн медленной ряби отличаются от установившихся значений. Показано, что скорость волн быстрой и медленной ряби в первом приближении определяется скоростью породившей их волны возмущения.

Было проведено прямое сравнение структуры течения в опускном и восходящем дисперсно-кольцевом течениях при прочих равных условиях. Показано, изменение ориентации потока слабо влияет на характеристики индивидуальных волн возмущения, и гораздо сильнее проявляется в области тонкого остаточного слоя жидкости. Предположительно, это происходит вследствие торможения потока газа в следе крупномасштабных шероховатых препятствий, каковыми являются волны возмущения.

Было исследовано влияние боковых стенок прямоугольного канала на характеристики волн возмущения; обнаружено понижение скорости и амплитуды волн возмущения вблизи боковых

стенок канала. Повышение продольного размера волн возмущения и частоты следования волн возмущения объясняется особенностями трехмерной структуры волн возмущения.

Было обнаружено, что в одних и тех же условиях на поверхности пленки жидкости сосуществуют волны возмущения существенно разных поперечных размеров. Волны малых поперечных размеров могут встречаться в любой части канала, однако чаще всего локализуются вблизи боковых стенок. Кривизна фронта волн возмущения в среднем обратно пропорциональна ширине волны. Показано, что двумерность волн возмущения возрастает вниз по потоку за счет взаимодействия волн возмущения, как при боковых слияниях узких волн, так и при поглощении узких волн широкими.

Волны быстрой ряби на гребнях волн возмущения характеризуются малыми поперечными размерами и большей кривизной фронта по сравнению с кривизной фронтов волн возмущения. Эти волны имеют подковообразную форму и расположены на гребне волны возмущения в несколько слоев в шахматном порядке. В местах соединения боковых краев таких волн формируются продольно ориентированные структуры. Поперечный размер волн быстрой ряби уменьшается с ростом скорости газа. Трехмерная структура волн быстрой ряби играет ключевую роль в процессах срыва капель с поверхности пленки, которые будут рассмотрены в следующей главе.

Глава 5. Процессы обмена дисперсной фазой

В данной главе рассматриваются процессы обмена жидкой и газообразной дисперсной фазой (т.е., каплями жидкости и пузырьками газа) между жидкой и газообразной непрерывной фазой (соответственно, пленкой жидкости и газовым ядром). В отсутствие фазовых превращений можно выделить четыре вида таких процессов:

- Передача жидкой дисперсной фазы от жидкой непрерывной фазы к газообразной, а именно, срыв капель с поверхности пленки и унос их в ядро газового потока;
- Обратная передача жидкой дисперсной фазы от газообразной непрерывной фазы в жидкую, т.е., осаждение капель из ядра газового потока на поверхность пленки.
- Передача газообразной дисперсной фазы от газообразной непрерывной фазы к жидкой, т.е., захват пузырьков газа пленкой жидкости;
- Обратная передача газообразной дисперсной фазы от жидкой непрерывной фазы к газообразной, т.е., разрушение захваченных пленкой жидкости пузырьков.

В отличие от большинства предшествующих исследований этих явлений, целью данной работы является выявление механизмов процессов обмена дисперсной фазой и определение их взаимосвязи с волновой структурой пленки жидкости, описанной в главе 4. Как было показано в главе 2, ЛИФ-метод позволяет осуществить одновременное исследование пространственно-временной эволюции отдельных элементов дисперсной фазы и индивидуальных волн возмущения и волн ряби.

5.1. Срыв капель с поверхности пленки

5.1.1. Исследование свойств капель сразу после отрыва в рамках двумерного ЛИФ-подхода

Траектории капель в двумерных ЛИФ-данных

Эксперименты по исследованию динамики капель в рамках двумерного ЛИФ-подхода проводились на установке 2 на расстояниях 47-58 см от входа в канал. В качестве рабочей жидкости использовался водоглицериновый раствор с вязкостью $1,9 \cdot 10^{-6}$ м²/с, диапазон скоростей газа составил 18-80 м/с, диапазон чисел Рейнольдса жидкости - 180-335. Пространственное разрешение составило 0,2 мм/пиксель, частота съемки - 50 кГц, время экспозиции - 2 мкс. Для каждой режимной точки были записаны две реализации длительностью 0,2 с каждая.

На пространственно-временных записях толщины пленки, полученных методом ЛИФ, различимы не только волны на поверхности пленки жидкости. Траектории капель, срывааемых с поверхности пленки и летящих над ней, выглядят в этих данных как яркие узкие линии с высоким наклоном к оси времени. На рис. 5.1 такие траектории помечены цифрой (1). В левой части рисунка видна волна возмущения, которая выглядит как широкая яркая полоса. На самом деле на поверхности этой волны присутствуют волны быстрой ряби; их не видно из-за специфического масштаба яркости, подобранного с целью повысить различимость траекторий капель. Скорость этой волны возмущения равна 4,6 м/с.

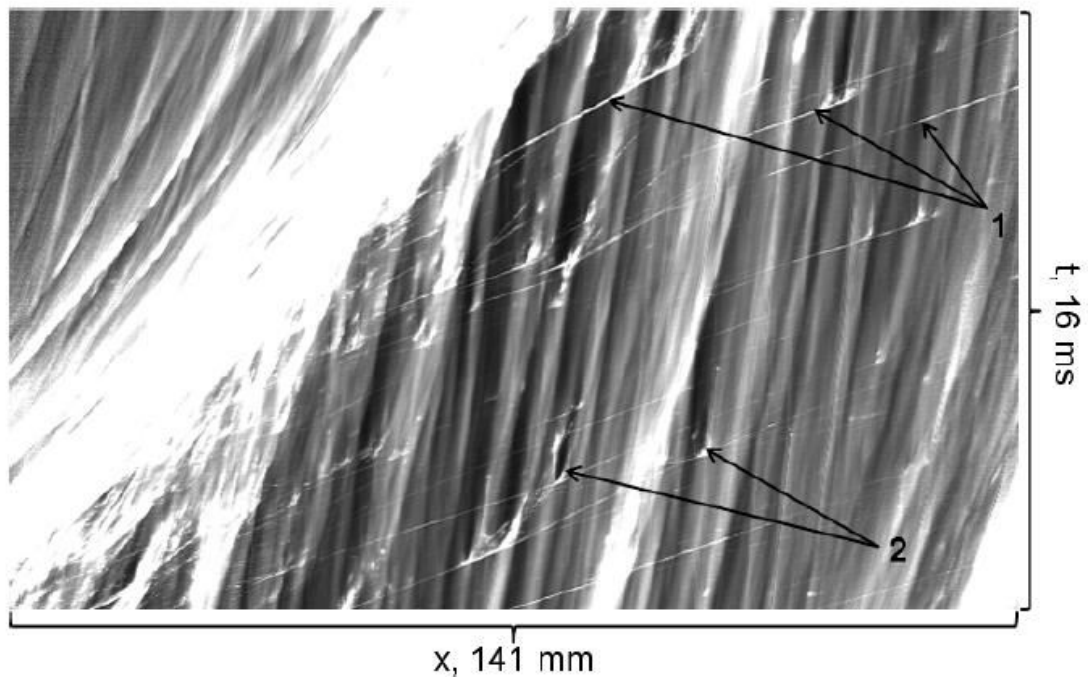


Рис. 5.1. Пространственно-временная эволюция локальной толщины пленки жидкости; $Re_L = 180$, $V_G = 22$ м/с.

Предположение о том, что рассматриваемые тонкие линии являются траекториями капель, полностью подтверждается экспериментами, выполненными в трехмерном и стереоскопическом подходах (см. главу 2 и продолжение данной главы). Однако даже в рамках двумерного подхода можно с высокой степенью уверенности утверждать о справедливости такой интерпретации по следующим соображениям.

Подобных траекторий не наблюдается в режимах без уноса жидкости в дисперсную фазу. Скорость объектов, создающих эти линии, определяемая по углу наклона таких линий к оси времени, значительно превышает скорость волн возмущения. Продольный размер таких объектов намного меньше, чем размер волн быстрой или медленной ряби. Как правило, такие траектории начинаются на фронтах волн возмущения. Траектории пересекают траектории волн медленной ряби без взаимодействия с ними. Исключением является случай удара капли по

поверхности пленки (это явление будет подробно рассмотрено в разделе 5.2), сопровождающийся возмущением поверхности пленки (такие события помечены цифрой 2 на рис. 5.1).

На рис. 5.2 представлены примеры профиля "толщины" пленки, $h(x)$, включающие в себя изображение капли, летящей над поверхностью пленки, в три последовательных момента времени (в данном случае шаг по времени в 20 раз больше периода съемки). Слово "толщина" взято в кавычки, поскольку в точках, над которыми в рассматриваемый момент времени пролетает капля, толщина пленки, измеряемая методом ЛИФ, складывается из суммарной яркости флюоресценции жидкости в пленке и жидкости в капле. На стадии пересчета яркости в толщину разделить два сигнала невозможно. Идентификация капель требует анализа их пространственно-временного поведения.

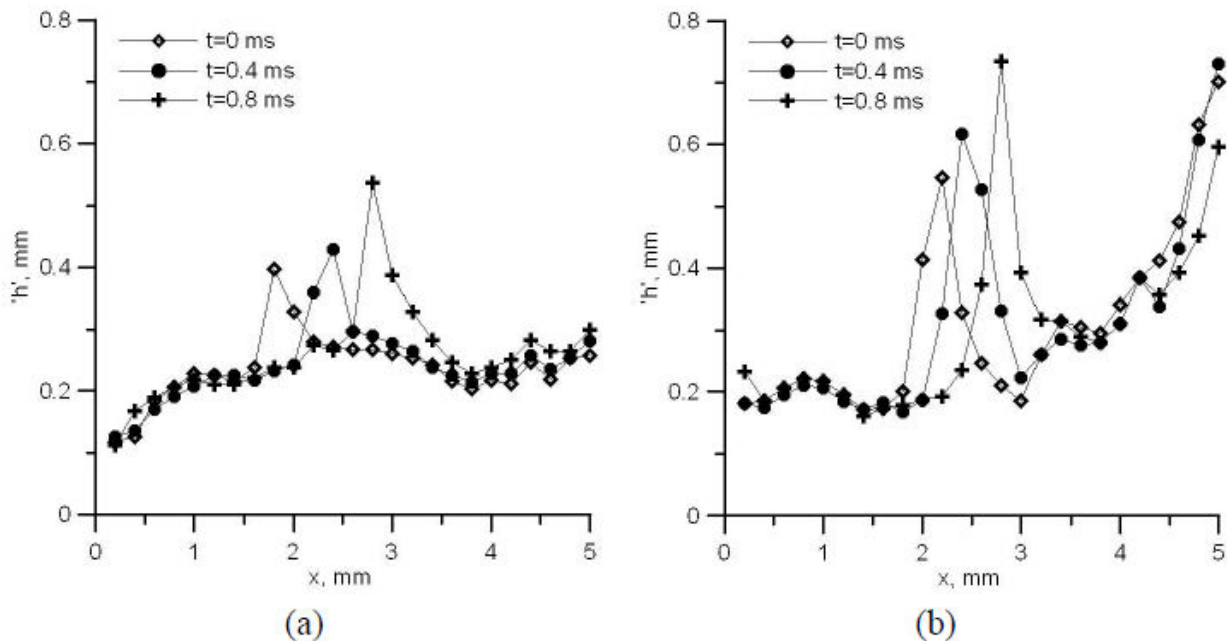


Рис. 5.2. Примеры двумерных ЛИФ-изображений капель в профилях толщины плёнки в три момента времени. $Re_L = 180$, $V_G = 36$ м/с.

При помощи двумерной реализации метода можно зафиксировать лишь капли, летящие над поверхностью пленки в одном продольном сечении канала шириной 0,2 мм. Таким образом, капли с достаточно большой азимутальной компонентой скорости могут наблюдаться лишь в течение непродолжительного времени, т.е., на небольшом участке длины исследуемого сечения. Капли с высокой радиальной компонентой скорости также не будут видимы на всей длине рабочей области, поскольку будут плохо различимы на достаточно большом расстоянии от поверхности плёнки. Расстояние, на котором различимы капли, определяется глубиной

резкости камеры и составляет несколько миллиметров от ближайшей к камере внутренней стенки канала. В пользу такой оценки свидетельствует, с одной стороны, пролет отдельных капель над волнами возмущения (высота гребней которых составляет порядка 1 мм), с другой стороны, отсутствие в экспериментальных данных волн, текущих по противоположной стенке канала, расположенной на расстоянии в 11,7 мм от ближней стенки.

Кроме того, при используемом пространственном разрешении различимы лишь капли достаточно больших размеров. Во-первых, сравнительно большая область осреднения сигнала по пространству (в 0,2 мм на пиксель в продольном и азимутальном направлениях) приводит к снижению отношения сигнал-шум для мелких капель. Во-вторых, мелкие капли более подвержены воздействию турбулентных пульсаций в газовой фазе, и с большей вероятностью отклоняются от "баллистических" траекторий (James et al. 1980). На основе измерений нижний предел диапазона диаметров детектируемых капель оценивается в 0,1 мм.

Некоторые из отмеченных недостатков методики могут быть устранены посредством использования трехмерного и стереоскопического ЛИФ-подходов. Однако даже двумерный подход дает существенное улучшение понимания динамики капель благодаря одновременному исследованию капель и волн на поверхности плёнки.

Скорость капель сразу после отрыва

Поиск треков капель, срываемых с поверхности плёнки, проводился в полуавтоматическом режиме. На первом этапе вручную определялись две точки, принадлежащие начальному участку траектории капли. Первая точка отмечалась вблизи фронта волны возмущения, а вторая - примерно в двух сантиметрах вниз по потоку от первой. Скорость капли определялась как отношение пространственного смещения капли к времени, затраченному на смещение. Погрешность измерения скорости определялась точностью измерения смещения во времени и составляла менее 5% для умеренных значений скорости газа и менее 10% для высоких скоростей газа. Для каждой режимной точки обрабатывались от 50 до 100 капель. На начальных участках траектории капель выглядят прямыми. Это не означает, что капли не испытывают ускорения газовым потоком; просто ускорение недостаточно высоко, чтобы его можно было заметить на короткой дистанции.

На рис. 5.3 приведены медианные значения скорости капель на начальном участке. Также приведены значения средней скорости волн возмущения, измеренной кросскорреляционным методом, и средней скорости волн быстрой ряби, метод измерения которой описан в п. 4.4. Поведение начальной скорости капель с увеличением скорости потока газа и расхода жидкости аналогично поведению скоростей волн возмущения и волн быстрой ряби. Значение начальной скорости капель примерно в 3 раза превосходит скорость волн возмущения и в 2 раза - скорость

волн быстрой ряби. Поскольку капли срываются с поверхности плёнки за счет разрушения волн быстрой ряби, наличие разницы в скорости означает, что сформировавшиеся капли приобретают начальный импульс в процессе разрушения волны ряби.

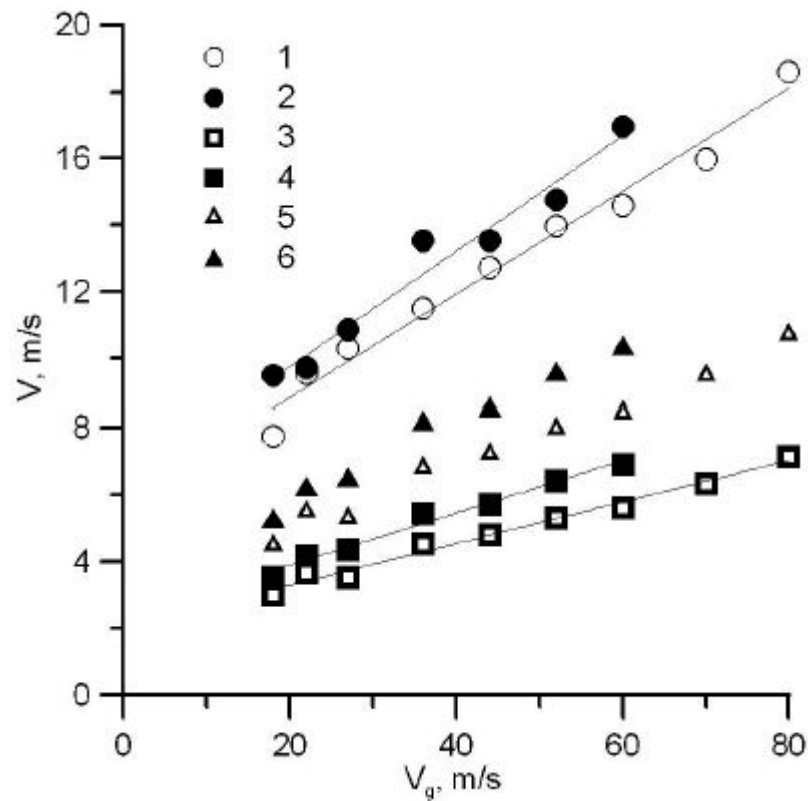


Рис. 5.3. Начальная скорость капель (1, 2) в сравнении со скоростью волн возмущения (3, 4) и скоростью волн быстрой ряби (5, 6); $Re_L = 180$ (1, 3, 5) и $Re_L = 335$ (2, 4, 6).

Разница в скорости может быть также отчасти объяснена тем, что срыв каплей не обязательно происходит на самом фронте волны возмущения. Капли, срывающиеся сравнительно далеко от фронта, могут некоторое время ускоряться потоком газа, пока они летят над волной возмущения и невидимы в данных при используемом масштабе по яркости. С другой стороны, как уже было отмечено, ускорение капель на расстоянии порядка 2 сантиметров невелико, а эта величина сравнима с продольным размером гребня волны возмущения, покрытого волнами быстрой ряби.

Методы определения размеров капель

Измерения размеров капель на начальном этапе их эволюции проводились на основе траекторий капель, помеченных на предыдущем этапе измерений. Для каждого момента времени t_d траектории производилось уточнение координаты капли, x_d , по сравнению с ожидаемым положением капли в предположении равномерного движения капли между

отмеченными точками траектории. Уточненное положение капли определялось как координата максимума локальной "толщины" плёнки в окрестности ожидаемого положения капли.

Для отделения изображения капли от волн медленной ряби на поверхности остаточного слоя жидкости использовались два метода. Метод 1 основан на различии пространственных размеров срывааемых капель и волн медленной ряби. Для каждой комбинации $\{t_d, x_d\}$ проводилась параболическая аппроксимация формы волны медленной ряби на основе шести значений толщины пленки, три из которых удалены на 0,8-1,2 мм вверх по потоку от x_d , а три - вниз по потоку на то же расстояние. Таким образом, в аппроксимации не учитывались точки, принадлежащие изображению капли (при условии, что размер капли не более 1,5 мм). При этом расстояние между крайними точками, используемыми для построения аппроксимации (2,4 мм), не превышало половины длины волны медленной ряби. Пример аппроксимации приведен на рис. 5.4(a). После построения аппроксимации изображение капли определяется как совокупность точек, расположенных вплотную друг к другу, для каждой из которых значение "толщины" плёнки превышает значение аппроксимации не менее, чем на 0,1 мм. Величина порогового значения была определена по тестам на участках остаточного слоя без изображений капель.

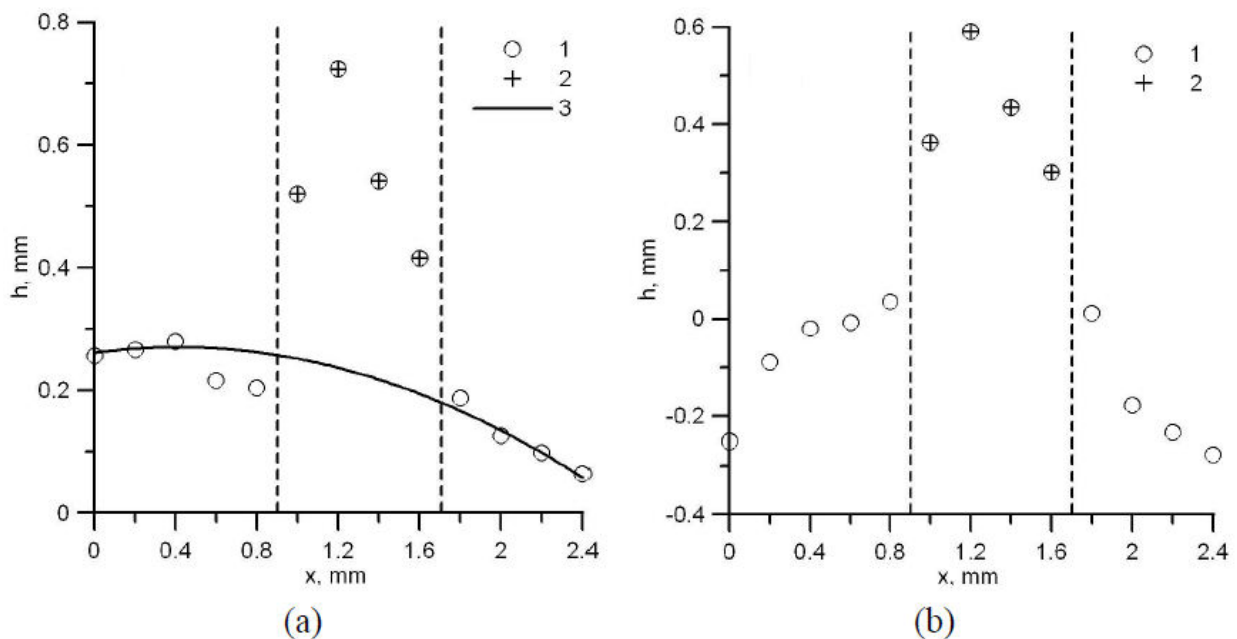


Рис. 5.4. Оценка размера капли в фиксированный момент времени по Методу 1 (a) и Методу 2 (b). (1) Измеренные значения "толщины" пленки в 13 точках; (2) точки, принадлежащие изображению капли; (3) параболическая аппроксимация фрагмента волны медленной ряби. Границы изображения капли обозначены пунктирными линиями.

Если разница между значением "толщины" плёнки и аппроксимацией в точке x_d не превышала порогового значения, отрезки, по которым проводилась аппроксимация, смещались на один пиксель в сторону x_d и процедура повторялась. Если при повторении процедуры разница по-прежнему не превышала порогового значения, размер капли в момент времени t_d считался равным нулю. Нулевые значения учитывались при определении среднего размера капли (см. ниже).

Метод 2 основан на разнице в скорости между каплями и волнами медленной ряби, а также на предположении, что волны медленной ряби не успевают существенно изменить форму за период съемки (0,02 мс). В этом случае изображение капли можно выделить, сравнив профиль "толщины" плёнки в данный и соседние моменты времени, до и после наложения изображения капли на профиль поверхности плёнки. Для каждой режимной точки определялась средняя скорость волн медленной ряби с целью оценить время t_s , за которое волны ряби сместятся на расстояние $x_s=0,2$ мм. Величина t_s варьировалась в пределах от 0,2 до 0,08 мс в зависимости от скорости газа.

Далее рассчитывалась разность между профилем поверхности плёнки с изображением капли, $h(t_d, x_d-s:x_d+s)$ и соответствующими профилями без капли, $h(t_d-t_s, x_d-s-x_s:x_d+s-x_s)$ и $h(t_d+t_s, x_d-s+x_s:x_d+s+x_s)$. Величина s характеризует размер обрабатываемого профиля и равна 6 пикселям или 1,2 мм. Пример разницы между сигналами приведен на рис. 5.4 (b) для той же капли в тот же момент времени, что и на рис. 5.4 (a). Как и в Методе 1, изображение капли определялось как совокупность расположенных рядом точек, для которых разность превышает пороговое значение 0,1 мм. Как и в Методе 1, не исключено появление нулевых значений размера капли в конкретные моменты времени.

Погрешность измерения диаметров капель

Оценка диаметра капли в настоящих экспериментах осложняется следующими факторами:

1. Вследствие сравнительно низкого пространственного разрешения, точность измерения размера капли в каждый момент времени составляет 0,2 мм. Однако измерения размера одной и той же капли могут быть проведены на большом количестве (от 50 до 100) моментов времени ("кадров"). В этом случае размер отдельной капли, осредненный по времени, будет измерен с большей точностью. Размер определяется как

$$D_x = \frac{\sum_i N_i D_{xi}}{\sum_i N_i} \quad (5.1)$$

где D_{xi} - возможные значения продольного размера капли в отдельный момент времени (0; 0,2; 0,4 и т.д.), а N_i - количество моментов времени, в которые было получено значение D_{xi} . Ошибка

измерения D_x будет уменьшаться пропорционально корню квадратному из количества моментов времени, принадлежащих к обрабатываемому участку траектории капли.

Моменты времени, в которые алгоритм обработки выдавал значение $D_{xi}=0$, также учитывались при осреднении с целью оценить размеры капель, истинный размер которых был сравним с пространственным разрешением методики измерений. Как правило, количество "нулевых" значений было пренебрежимо малым для крупных капель, однако могло составлять до 30% для мелких капель.

2. Поскольку измерения не разрешены по азимутальной координате, невозможно определить, является ли исследуемое изображение капли ее центральным сечением или же боковым краем. Если центр капли располагается в стороне от исследуемого сечения на расстоянии y_s , измеряется длина хорды капли, что приводит к недооценке ее диаметра (рис. 5.5a). На рис. 5.5(b) показано изменение значения измеряемого продольного размера капли диаметром 1 мм, осредняемого по области шириной 0,2 мм, при различных расстояниях от центра капли до центра области измерений. При случайном положении центра капли относительно области измерений в настоящей экспериментальной конфигурации средний диаметр капель будет занижен на 20-25% для капель с диаметрами от 0,4 до 1,6 мм. Ошибка немного увеличивается для капель большего диаметра.

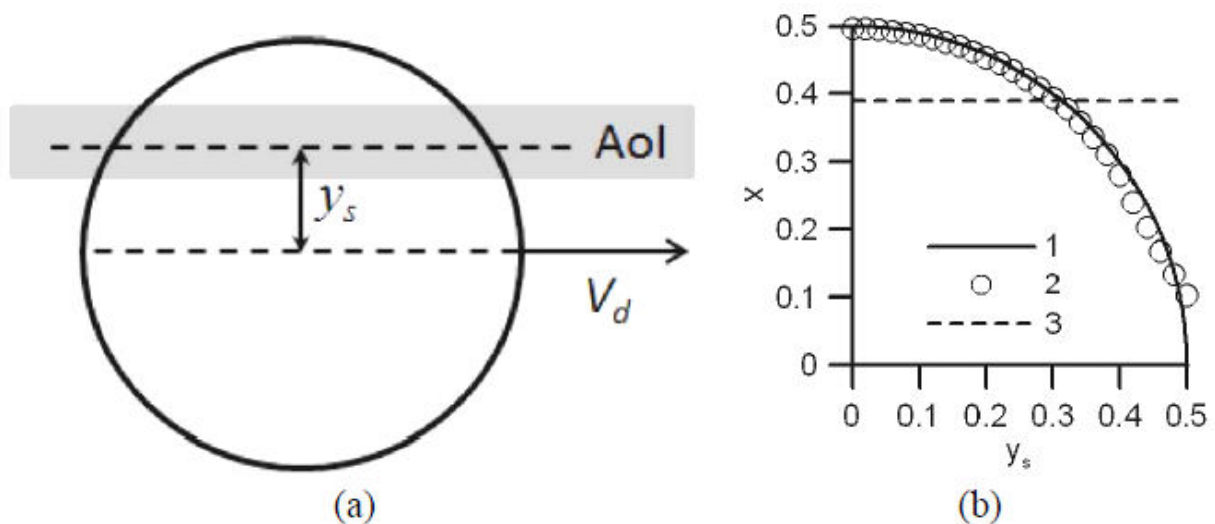


Рис. 5.5. (a) Занижение измеряемого диаметра капли для случая положения центра капли вне области измерений. (b) оценка занижения при измерении радиуса капли с осреднением по ширине области измерений; (1) поверхность капли; (2) средний по ширине области измерений измеряемый радиус капли; (3) среднее значение измеряемого диаметра по всем возможным положениям капли.

3. Криволинейная поверхность капли вызывает преломление как лучей лазера, возбуждающего флюоресценцию, так и лучей флюоресцентного света, регистрируемого камерой. Как следует из расчетов, приведенных в главе 2, внутри капли действительно происходит перераспределение локальной освещенности светом лазера, особенно сильное для капель эллиптической формы. Однако флюоресцентный свет, покидая каплю, также испытывает преломление на ее границе, что несколько выравнивает распределение регистрируемой камерой яркости вдоль изображения капли. В результате границы капли определяются достаточно точно.

4. Другим источником преломления света является волновая граница поверхности пленки. Кривизна волн медленной ряби искажает изображение капли, увеличивая его при пролете над гребнем волны ряби и уменьшая при пролете над впадиной между волнами ряби. Этот эффект частично компенсируется при измерении диаметра капли вдоль сравнительно длинных траекторий. На длине траектории капля пролетает над несколькими горбами и впадинами, и знак кривизны поверхности меняется несколько раз. Тем не менее, полной компенсации не происходит, поскольку кривизна поверхности гребней и впадин несколько различается. Оценка различия в кривизне была произведена для участков остаточного слоя жидкости, сглаженного скользящим окном небольшого размера для предотвращения учета небольших по амплитуде выбросов, связанных с шумом камеры.

В каждой точке строилась параболическая аппроксимация сигнала по окрестности длиной в 7 точек. Локальная кривизна поверхности определялась по величине старшего коэффициента в параболической аппроксимации. Были определены локальные максимумы и минимумы кривизны поверхности. Сравнение распределений локальных максимумов и минимумов по абсолютной величине локальной кривизны представлено на рис. 5.6(а-с). Распределения близки друг к другу при малых скоростях газа, однако при увеличении скорости газа распределение гребней по кривизне растягивается в сторону больших значений. На рис. 5.6(d) приведено сравнение медианных значений полученных распределений по кривизне в зависимости от скорости газа. Сравнение показало, что кривизна гребней на 5-30% выше кривизны впадин, при этом отличие возрастает с увеличением скорости газа. Искажение размеров линейно зависит от кривизны поверхности, поэтому следует ожидать соответствующего отношения размеров изображений капель над гребнями и впадинами. Однако на поверхности пленки существуют также участки с меньшей кривизной. В частности, кривизна участков с максимальным наклоном (передние и задние склоны волн медленной ряби) близка к нулю. Как следствие, завышение измеряемых размеров капель вследствие различия в кривизне в реальности будет как минимум в два раза меньше, чем это следовало бы из данных, приведенных на рис. 5.6(d).

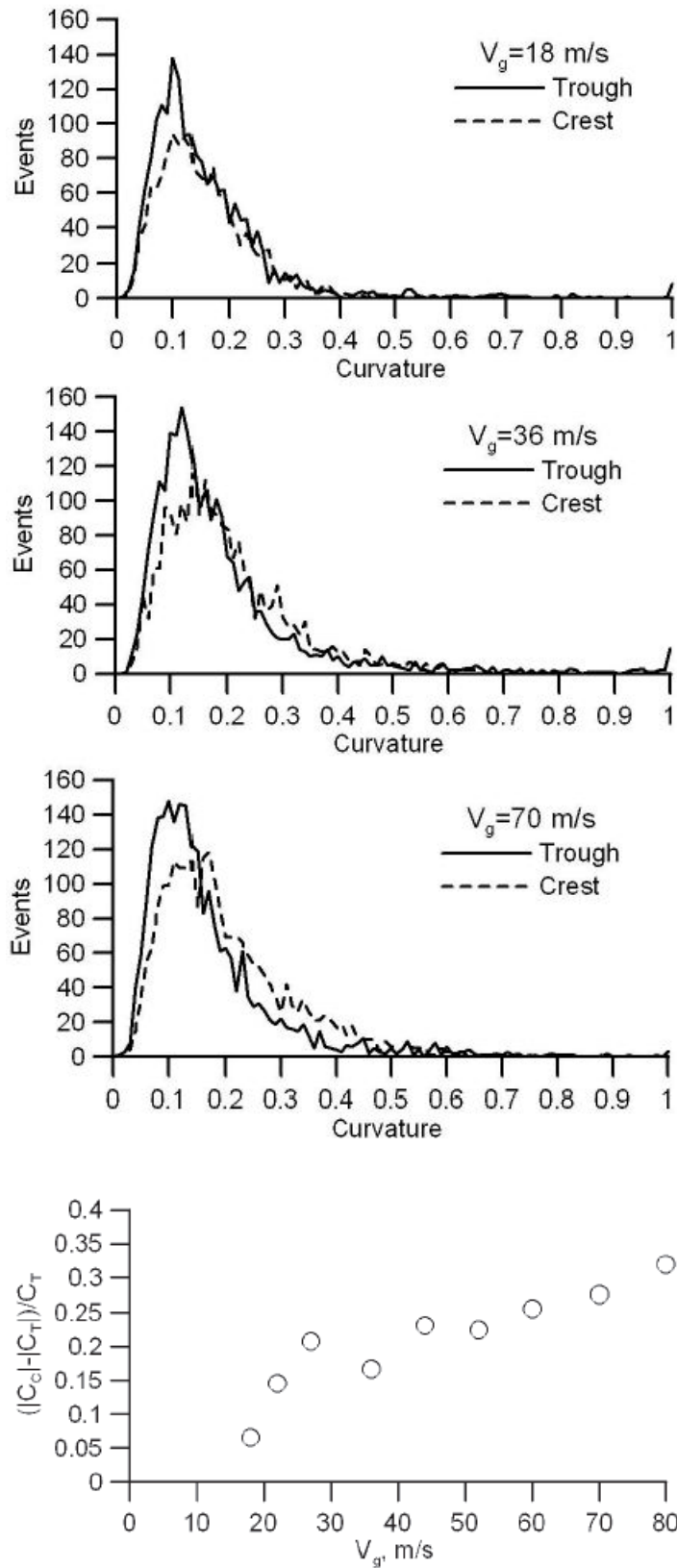


Рис. 5.6. (а-с) Распределения гребней и впадин волн медленной ряби по абсолютному значению кривизны. $Re_L=180$, $V_G = 18, 36$ и 70 м/с. (d) Относительное различие в кривизне гребней и впадин волн медленной ряби.

5. Конечное значение времени экспозиции, t_e , (2 мкс в данных измерениях) приводит к "смазыванию" изображения и мнимому увеличению размера капли. Это искажение может быть скомпенсировано посредством вычитания расстояния, пройденного каплей за время экспозиции ($V_d * t_e$). Кроме того, сама эта величина невелика (50 мкм для самых быстрых из рассматриваемых капель) и составляет малую долю характерного размера капли.

Итоги анализа погрешности измерения диаметра капли подведены в таблице 5.1:

Таблица 5.1. Погрешность измерения диаметров капель в рамках двумерного подхода

Источник ошибки	Эффект без компенсации	Метод и результат компенсации	Итоговая ошибка
Дискретизация	Случайная ошибка, от 20% до 50%	Снижается в 7-10 раз благодаря осреднению по длинной траектории	Случайная ошибка, от 2% до 10%
Поперечное смещение капли	Занижение на 20-25%	Нет	Занижение на 20-25%
Преломление на поверхности капли	Нет	Нет	Нет
Преломление на поверхности пленки	Завышение над гребнями, занижение над впадинами	Частичная компенсация благодаря осреднению по длинной траектории	Завышение на 5-15%
Конечное время экспозиции	Завышение на $V_d * t_e$	Вычитание величины $V_d * t_e$	Нет

Размеры капель после отрыва

Вследствие использования полуавтоматического метода обработки, размер выборки для каждой режимной точки в данных экспериментах (до 100 капель) мал по сравнению с типичными размерами выборки при применении автоматических методов, таких как методы дифракции или интерференции (порядка нескольких тысяч капель). В результате статистическая достоверность данных невысока. Кроме того, результаты содержат ошибки измерений, описанные в предыдущем пункте. Тем не менее, в отличие от других методов измерения, данные результаты содержат информацию о размерах капель сразу после их срыва с поверхности пленки. Такая информация недоступна при использовании других методов.

На рис. 5.7(a) представлены результаты измерений среднего продольного размера капель, полученных методами 1 и 2. Результаты измерений разными методами хорошо согласуются друг с другом. На рисунке 5.7(b) результаты представлены в виде среднего диаметра по Саутеру, D_{32} , определяемому как

$$D_{32} = \frac{\sum_i n_i D_i^3}{\sum_i n_i D_i^2} \quad (5.2)$$

Здесь индекс i соответствует номеру бина в распределении капель по диаметру, n_i - количество капель в бине, D_i - средний диаметр капель в бине. Обе величины - $\langle D \rangle$ и D_{32} - уменьшаются с увеличением скорости газа и практически не зависят от расхода жидкости. На рисунке 5.7(b) также приведены результаты измерений Fore & Dukler (1995) и Azzopardi (1983). В работе Fore & Dukler использовался метод интерференции. Измерения проводились на оси канала. Оптический доступ обеспечивался введением двух оргстеклянных трубок, проходящих сквозь стенку канала и пристенную пленку жидкости. Это позволяло избежать искажения изображений капель криволинейной поверхностью пленки. В работе Azzopardi использовался метод лазерной дифракции. Пристенная пленка откачивалась через пористые участки стенки канала перед входом в область измерений.

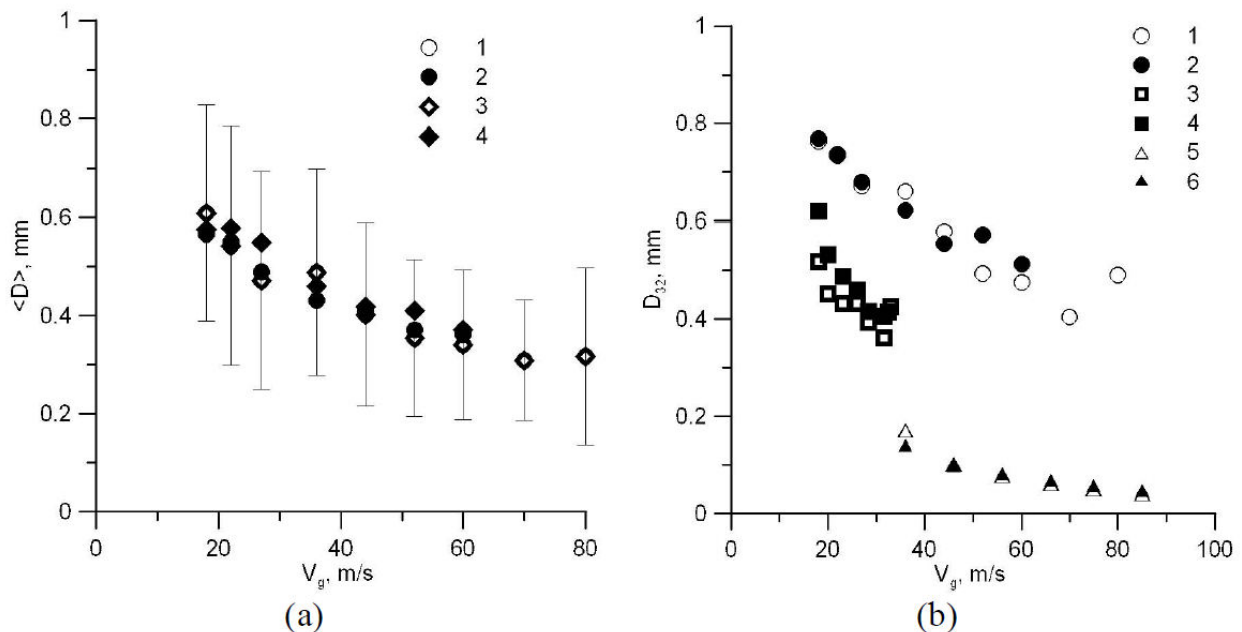


Рис. 5.7. (a) Средний диаметр капель сразу после отрыва. Данные получены методом 1 (1, 2) и методом 2 (3, 4). $Re_L = 180$ (1, 3); $Re_L = 335$ (2, 4). (b) Средний диаметр капель по Саутеру. Представлены данные для данных экспериментов, метод 1, $Re_L = 180$ (1) и $Re_L = 335$ (2); Данные Fore and Dukler (1995), $Re_L = 188$ (3) и $Re_L = 375$ (4); данные Azzopardi (1983), $Re_L = 128$ (5) и $Re_L = 382$ (6).

Значения среднего диаметра по Саутеру, полученные в данных экспериментах, значительно превышают литературные данные. Существует несколько возможных объяснений такого расхождения. Первое объяснение сводится к ограниченным возможностям используемой измерительной методики (в первую очередь, по пространственному разрешению). Мелкие капли с диаметром менее 100 мкм в данной работе неразличимы. Можно предположить, что, если бы были измерены диаметры всех капель, данные настоящей работы соответствовали бы приведенным в литературе. Однако количество мелких капель, необходимое для уравнивания данных, во много раз превосходит количество капель более крупных размеров. Например, для скорости газа $V_G=36$ м/с, количество неучтенных мелких капель со средним диаметром 50 мкм должно быть в 100 раз больше, чем количество всех остальных капель, для соответствия данным Fore & Dukler, и в 1000 раз больше для соответствия данным Azzopardi. Никаких выбросов таких масштабов в распределениях капель по размеру в работе Fore & Dukler не наблюдается. Подводя итог, следует признать, что возможное наличие неучтенных мелких капель приводит к завышению величины D_{32} в настоящих экспериментах, однако этого эффекта недостаточно для объяснения расхождения.

Второе объяснение связано с различием в ориентации потока: в работах Fore & Dukler и Azzopardi исследовалось восходящее течение, а в данной работе - опускное. Согласно анализу Azzopardi (1997), данные по размерам капель, полученные Andreussi et al. (1978) в опускном течении, хорошо согласуются с данными, полученными другими исследователями в восходящем потоке. Andreussi et al. проводили измерения при скоростях газа $V_G=26$ м/с и выше. Можно предположить, что различие становится существенным при меньших скоростях газа. Однако различие между нашими данными и данными Fore & Dukler уменьшается с уменьшением скорости газа.

Третье объяснение предполагает, что размеры капель сразу после отрыва (измеряемые в данной работе) действительно отличаются от размеров капель спустя длительное время после отрыва (следствие проведения измерений без привязки к волновой структуре пленки жидкости). Размеры капель на разных стадиях их эволюции могут различаться по нескольким причинам:

1. Начальные капли, оказавшись в потоке газа, могут подвергнуться вторичной атомизации. Механизмы вторичной атомизации описаны, например, в обзоре GuILDENBECHER et al. (2009). Ключевым параметром такой задачи является число Вебера капли,

$$We_d = \frac{\rho(V_g - V_d)^2 D}{\sigma} \quad (5.3)$$

Минимальное значение числа Вебера для вторичной атомизации порядка 10. Число Вебера, рассчитанное на основе среднего диаметра капель, $\langle D \rangle$, и средней скорости капель, $\langle V_d \rangle$, достигает критического значения лишь для $V_G=52$ м/с. Тем не менее, для наиболее крупных и

медленных капель число Вебера может достигать критического значения и при меньших скоростях газа. Кроме того, вторичная атонизация по вибрационному сценарию может иметь место при меньших числах Вебера.

2. Более крупные капли с большей вероятностью быстро осаждаются на поверхность пленки. Такие капли медленнее ускоряются вдоль канала газовым потоком, поэтому, имея начальную радиальную компоненту скорости, крупные капли достигнут поверхности пленки, сместившись на меньшее расстояние вниз по потоку по сравнению с мелкими каплями. Кроме того, крупные капли менее подвержены влиянию пульсаций в газовой фазе, и с большей вероятностью сохранят начальную радиальную компоненту скорости.

3. При измерении параметров капель без привязки к волновой структуре в выборке неизбежно присутствуют капли, возникающие в результате вторичного брызгоуноса при осаждении первичных капель на пленку, а также в результате ударов капель с частичным выживанием падающей капли (см. раздел 5.2). Оба процесса приводят к уменьшению среднего диаметра капель.

Такое объяснение применимо и для объяснения расхождения между данными Fore & Dukler и Azzopardi (и, фактически, было приведено последним в его обзорной статье 1997 года). В самом деле, Fore & Dukler проводили эксперименты без удаления пристенной пленки со стенок канала, в результате чего в их выборке присутствовали среди прочих капли, недавно сорванные с поверхности пленки. Если же пленка откачивалась перед входом потока в измерительную секцию канала, в выборке присутствовали лишь капли, сорванные до секции откачки. Таким образом, измерения Azzopardi проводились дальше всего от возможных источников генерации первичных капель. Сходные рассуждения приведены в работе Lee et al. (2010).

5.1.2. Визуализация срыва капель в трехмерной постановке

Двумерный подход позволяет идентифицировать срываемые с пленки капли и измерить их характеристики, однако сам процесс отрыва является существенно трехмерным, и для его изучения необходимо использование трехмерного подхода. Эксперименты в трехмерном подходе проводились на установке 4. Область измерений располагалась на расстоянии 1,6 м от входа в канал, размер области измерений составлял 100 мм на 50 мм, пространственное разрешение - 0,1 мм/пиксель, частота съемки - 10 кГц.

Согласно нашим наблюдениям, при адиабатическом течении обдуваемых газом плёнок жидкости реализуются три механизма отрыва капель. Один из этих механизмов связан со вторичным брызгоуносом вследствие ударов капель, осаждающихся из газового потока на поверхность плёнки. Этот механизм не связан напрямую с волновой структурой плёнки жидкости (подробнее это явление рассмотрено в 5.2). Два других механизма соответствуют описаниям явлений, известных как разрыв жидкой сумки (*ligament break-up*) и разрыв лигамента (*ligament break-up*). Для случая атомизации плёнки жидкости эти явления были впервые описаны Azzopardi (1983) в плоскости поперечного сечения канала и воспроизведены в недавних работах LeCoeur et al. (2010) (в той же плоскости) и Pham et al. (2014) в плоскости продольного сечения канала. В упомянутых работах не проводилось соотнесения этих механизмов атомизации с волновой структурой пленки жидкости. Мы можем с уверенностью утверждать, что в обоих случаях отрыв связан с разрушением волн быстрой ряби на волнах возмущения. Различие между двумя механизмами связано с деформацией различных участков поверхности плёнки с последующим формированием капель. Примеры последовательностей кадров, на которых зафиксированы явления *bag break-up* и *ligament break-up*, представлены на рис. 5.8 и рис. 5.9, соответственно.

В первом случае волна быстрой ряби на поверхности волны возмущения деформируется в жидкую сумку (рис. 5.8), которая быстро продвигается вперед и растягивается газовым потоком, пока не будет разорвана на большое количество капель. Сумка состоит из более толстой кромки и тонкой центральной части. Центральная часть разрушается раньше, при этом формируется много мелких капель. После этого происходит разрыв кромки на более крупные капли. В данных экспериментах можно наблюдать эволюцию и разрыв кромки жидкой сумки; центральная часть слишком тонка и трудно отделима от флюоресценции, испускаемой пленкой жидкости. Формирование жидкой сумки происходит благодаря деформации всего фронта волны быстрой ряби, который имеет подковообразную форму (см. рис. 4.42). Этот процесс впервые наблюдался в работе Woodmansee & Hanratty (1969) в той же плоскости, что и в данной работе. Woodmansee & Hanratty (1969) описали процесс как "подъем, ускорение и разрушение ряби на волне возмущения".

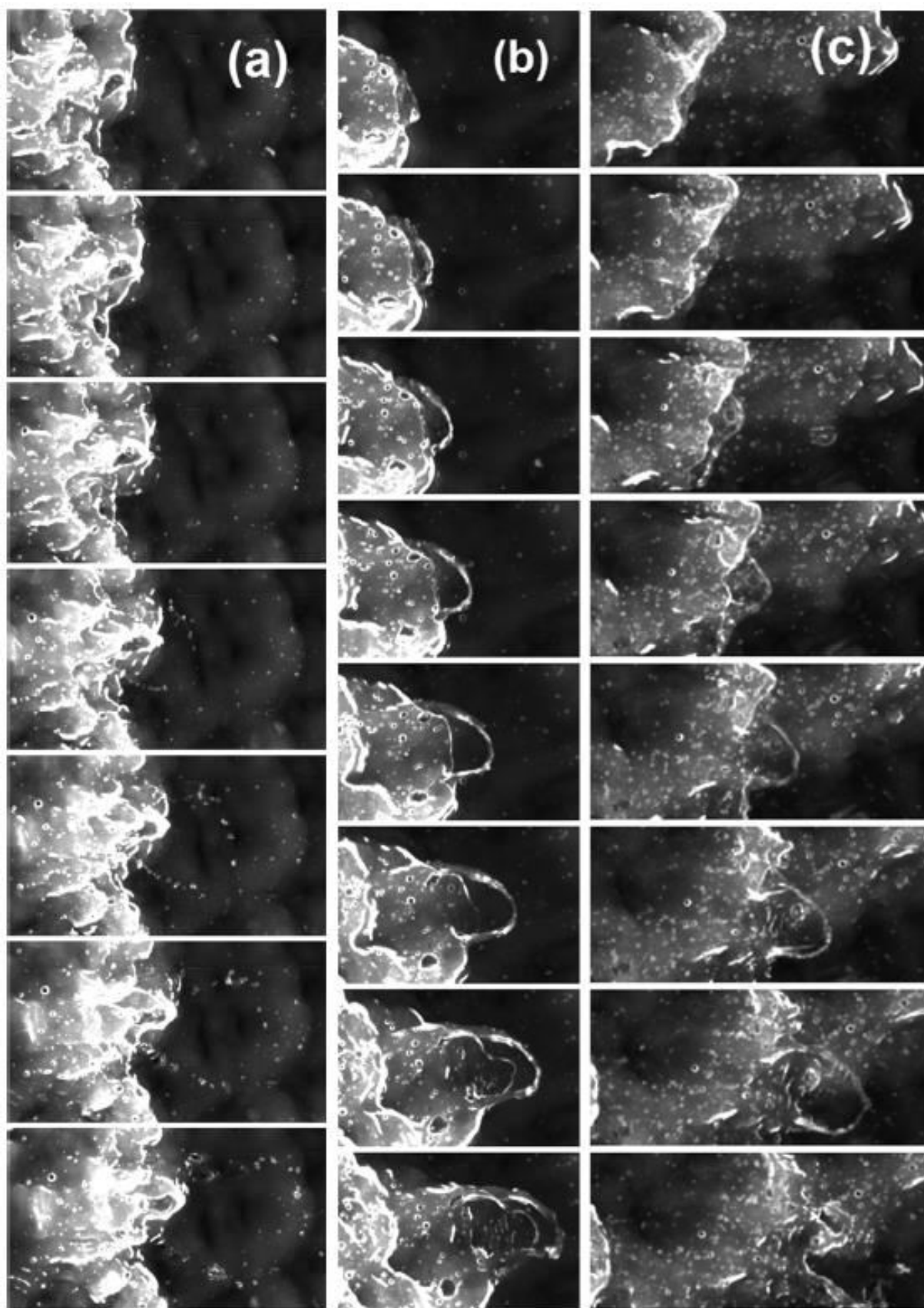


Рис. 5.8. Примеры актов отрыва с формированием сумки. (a) $Re_L = 220$, $V_G = 30$ м/с, область 30*15 мм; (b) $Re_L = 360$, $V_G = 30$ м/с, область 20* 13 мм; (c) $Re_L = 520$, $V_G = 35$ м/с, область 24*11 мм. Время увеличивается сверху вниз; шаг по времени 0,5 мс для всех примеров.

При изучении данных, полученных в двумерных экспериментах (см. рисунок 4.1), можно заметить, что волны быстрой ряби исчезают, достигнув фронта волны возмущения, и сделать вывод, что они разрушаются на капли на фронте волны возмущения. Это описание в целом верно, однако трехмерные эксперименты позволяют уточнить картину. Во-первых, разрушение не обязательно происходит на самом фронте волны возмущения. Жидкие сумки нередко формируются из волн ряби, находящихся во втором, третьем и даже четвертом "эшелонах" от передней кромки волны возмущения. При формировании и ускорении жидкой сумки, породившая ее волна быстрой ряби также ускоряется. После отрыва жидкой сумки, остатки волны быстрой ряби затухают на фронте волны возмущения. Во-вторых, не все волны быстрой ряби, достигнув фронта волны возмущения, разрываются на капли. Часть таких волн продолжает движение и затухает уже впереди фронта волны возмущения. Это затухание связано с опрокидываем волн быстрой ряби, которое будет описано ниже. Чем выше расходы жидкости и газа, тем больше вероятность, что конкретная волна быстрой ряби будет разорвана на капли. Для самых низких значений скорости газа и числа Рейнольдса жидкости в исследованном диапазоне, $V_G=16$ м/с и $Re_L=155, 220$ не было замечено капель, несмотря на наличие волн возмущения, покрытых волнами быстрой ряби.

Достаточно часто разрыв сумки инициируется ударом крупной капли, осаждающейся из газового потока, по заднему склону волны быстрой ряби (подробное описание ударов капель см. в 5.2). В результате удара на поверхности заднего склона формируется крупный кратер с высокой короной. В результате расширения кратера происходит взаимодействие короны с гребнем волны быстрой ряби с формированием вертикальной жидкой "стенки", высота которой примерно равна сумме высоты короны и высоты гребня волны быстрой ряби. Эта стенка ориентирована поперек потока и легко подвергается деформации в жидкую сумку с последующим разрывом на капли.

В случае разрыва лигамента перед фронтом волны возмущения формируется продольно ориентированная струйка жидкости (рис. 5.9). Струйка вытягивается вперед вдоль собственной оси и разрушается на капли. Длина струек может составлять до 10 мм, а толщина - порядка 1 мм. В среднем капли, формируемые при разрыве лигамента, крупнее и медленнее капель, формируемых при разрыве сумки.

В отличие от жидких сумок, лигаменты формируются в местах соединения боковых краев соседних волн быстрой ряби. В таких местах формируется продольно ориентированная жидкая "стенка", зачастую подпиремая сзади фронтом еще одной волны быстрой ряби. Формирование лигамента происходит вдоль гребня такой "стенки".

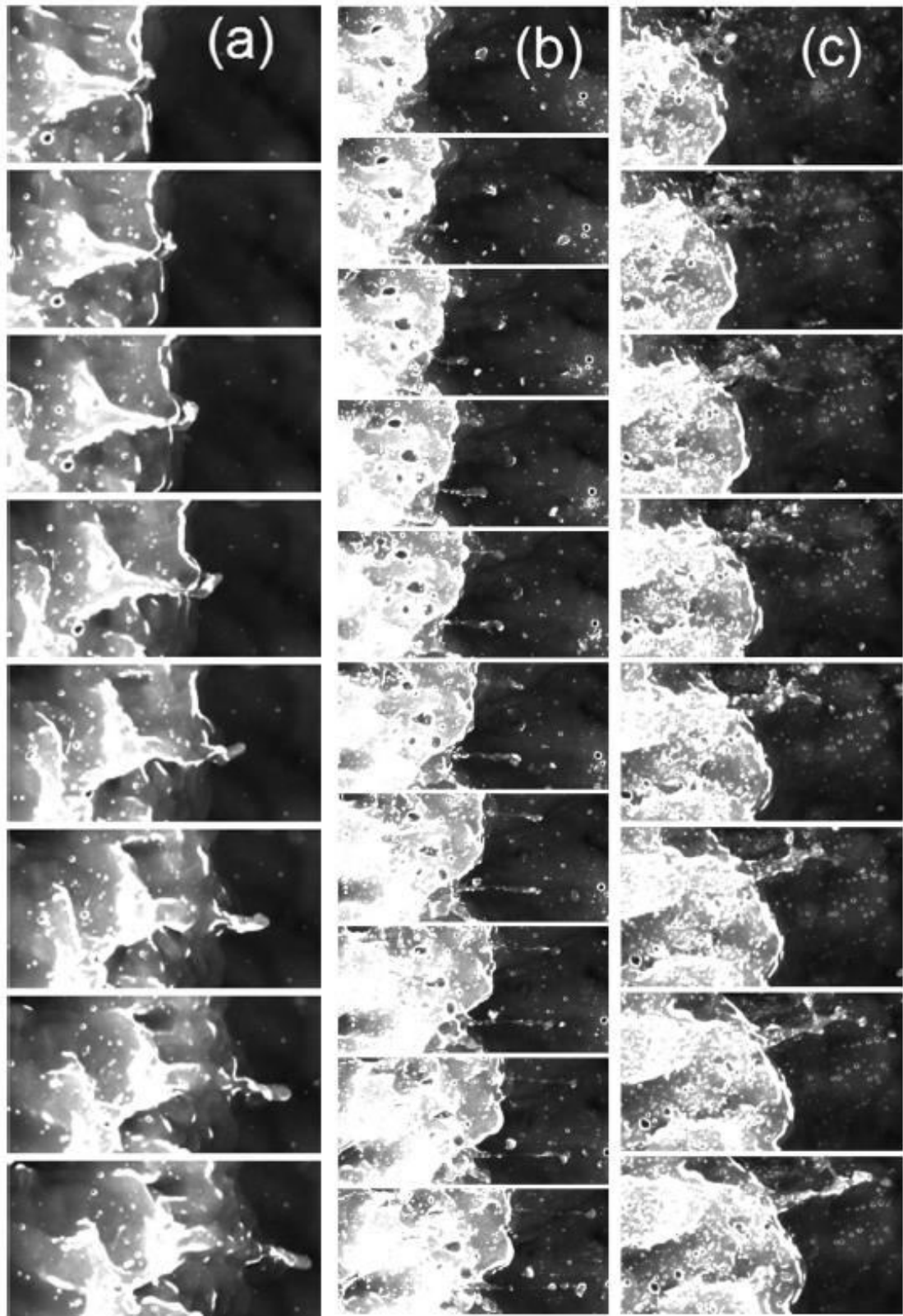


Рис. 5.9. Примеры актов отрыва с формированием лигамента. (a) $Re_L = 220$, $V_G = 30$ м/с, область 20×10 мм; (b) $Re_L = 360$, $V_G = 30$ м/с, область 30×14 мм; (c) $Re_L = 520$, $V_G = 35$ м/с, область 25×14 мм. Время увеличивается сверху вниз; шаг по времени 0,5 мс для всех примеров.

Интересно, что оба механизма срыва каплей реализуются в одних и тех же условиях эксперимента, и, более того, на одних и тех же волнах возмущения. Это наблюдение противоречит выводам работы Azzopardi (1983), в которой была определена режимная граница областей, выше которой наблюдается разрыв лигамента, а ниже - разрыв сумки. Граница была проведена не посредством прямых наблюдений, а на основании наблюдаемого минимума в зависимости среднего диаметра капли от расхода жидкости.

На рис. 5.10 показано положение этой границы и режимные точки данного эксперимента. Сопоставление режимных параметров дано в единицах среднерасходной скорости газа (ось x) и числа Рейнольдса жидкости (ось y). Согласно карте Azzopardi, практически во всем диапазоне расходов фаз, исследуемом в данной работе, должен реализоваться лишь механизм срыва каплей посредством формирования сумки. Однако акты отрыва каплей с формированием лигаментов наблюдались в широком диапазоне режимов, в том числе на больших удалениях от предложенной границы, а именно, в точке $Re_L=220$, $V_G=25$ м/с. При этом частота актов уноса при малых расходах жидкости и газа мала, а при скорости газа 16 м/с за время записи не было замечено ни одной капли.

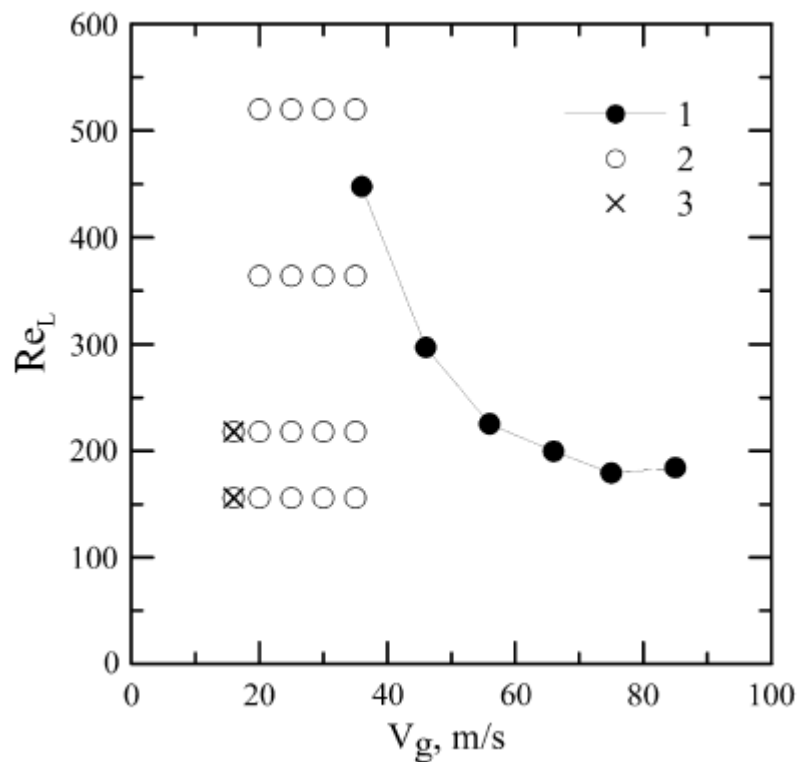


Рис. 5.10. Наложение режимной границы смена механизмов срыва каплей (1), предложенной Azzopardi (1983); диапазон режимных параметров в данных экспериментах (2); режимы, в которых не было замечено срыва каплей (3).

Таким образом, переход не следует трактовать как строгую границу, выше которой возможен лишь сценарий с формированием лигамента, а ниже - лишь сценарий с формированием сумки. Мы предполагаем, что оба сценария имеют ненулевую вероятность во всей области режимных параметров, при которых в принципе возможен срыв капель. Однако вероятность разрыва с формированием сумки выше в области малых расходов фаз, и наоборот. В рамках такого подхода границу можно интерпретировать как такие условия эксперимента, при которых вклады каждого из механизмов в полное количество или же в полный объем срывааемых капель одинаковы.

Такой подход согласуется с недавними наблюдениями LeCoeur et al. (2010) и Pham et al. (2014), в которых оба сценария отрыва капель также наблюдались в одних и тех же условиях. Наблюдения LeCoeur et al. (2010) проводились при $V_G=11,6$ м/с и среднерасходной скорости жидкости $V_{SL}=0,036$ м/с в горизонтальном стратифицированном течении в трубе диаметром 79 мм. Для пересчета среднерасходной скорости жидкости в число Рейнольдса необходимо знать ширину потока жидкости. Из представленных фотографий эту ширину можно оценить в 54 мм, что дает $Re_L=3260$. В работе Pham et al. было зафиксировано примерно одинаковое число актов реализации каждого из сценариев при скорости газа 60 м/с и числе Рейнольдса жидкости 100.

Ожидается, что с увеличением расходов обеих фаз будет расти вероятность отрыва с формированием лигамента и уменьшаться вероятность отрыва с формированием сумки. Это согласуется с наблюдениями данной работы. Как уже было отмечено, формирование сумки происходит благодаря деформации всего фронта волны быстрой ряби, а формирование лигамента - благодаря деформации места соединения краев двух волн быстрой ряби. Поперечный размер волн быстрой ряби уменьшается с ростом скорости газа (см. раздел 4.6). Таким образом, при более высокой скорости газа на участке поверхности пленки будет располагаться большее количество мест бокового соединения волн ряби, которые являются потенциальными источниками формирования лигаментов. В то же время, можно ожидать, что более узкие волны ряби окажутся более устойчивыми к деформации газовым потоком, и вероятность формирования сумок снизится.

Исходя из формы режимной границы, сходное поведение относительной частоты реализации каждого из сценариев отрыва должно наблюдаться и при повышении расхода жидкости при неизменной скорости газа. Однако в экспериментальных данных не было обнаружено сильных тенденций к снижению поперечного размера волн быстрой ряби с ростом расхода жидкости. Таким образом, объяснение роста вероятности реализации отрыва с формированием лигамента требует привлечения дополнительных соображений. Возможно, объяснение связано с большей высотой продольно ориентированных структур в местах соединения волн быстрой ряби при больших числах Рейнольдса жидкости.

5.1.3. Визуализация срыва капель в стереоскопической постановке

Как сообщалось в разделе 2.2, ограничением трехмерной модификации ЛИФ-метода является невозможность определить расстояние между слоями жидкости вдоль нормали к стенке канала. Применительно к исследованию актов отрыва это означает невозможность определить z -координату срываемых капель, а также исследовать процесс деформации волн быстрой ряби с формированием переходных к уносу жидких структур ("сумок" и "лигаментов") в плоскости x - z . Для полного исследования процесса деформации был проведен цикл экспериментов в стереоскопической постановке (см. раздел 2.2). Эксперименты проводились на установке 4. Область измерений располагалась на расстоянии 1,6 м от входа в канал, размер области измерений составлял 27 мм на 11 мм, пространственное разрешение - 25 мкм/пиксель, частота съемки - 10 кГц. В каждый момент времени измерительная система получает два изображения, одно из которых фактически является трехмерным ЛИФ-сигналом. Второе изображение получено боковой камерой, нацеленной на поверхность пленки в области измерений.

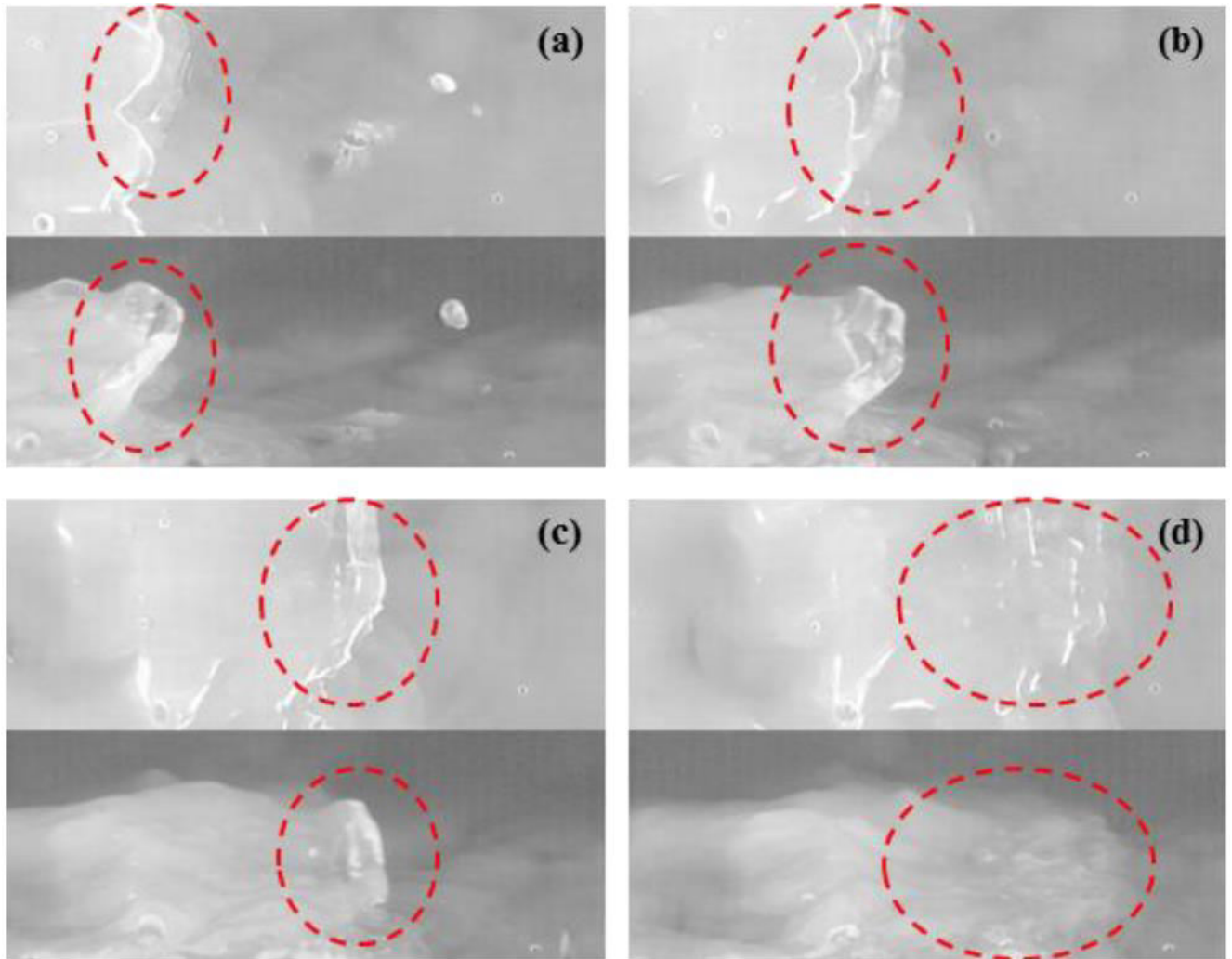


Рис. 5.11. Опрокидывание волны быстрой ряби на фронте волны возмущения, стереоскопический подход. Время растёт от (a) к (d) с интервалом 2,5 мс. $Re_L=520$, $V_G=20$ м/с.

На рис. 5.11 приведен пример данных, полученных в рамках такого подхода: верхнее изображение на каждом подрисунке является графическим представлением трехмерной матрицы толщин пленки, полученной ЛИФ-методом; нижнее изображение получено камерой бокового обзора. Яркость верхнего изображения соответствует логарифму локальной толщины пленки в микрометрах, яркость нижнего изображения - логарифму яркости изображения, полученного камерой.

Рис. 5.11 иллюстрирует процесс опрокидывания волны быстрой ряби на переднем склоне волны возмущения. Как было отмечено в п. 4.1, такое обрушение является вариантом сценария исчезновения волн быстрой ряби в случае, если они не разорваны на капли газовым потоком. Стереоскопический подход позволяет удостовериться в верности такой интерпретации: дойдя до фронта волны возмущения, "подошва" волны быстрой ряби прекращает движение в системе отсчета волны возмущения, вместо того, чтобы соскользнуть вниз по переднему склону на поверхность остаточного слоя. Следует заметить, что именно такая остановка порождает интерпретацию волн возмущения как волн с крутым передним склоном и четко выраженным гребнем при измерениях точечными методами: вследствие такой задержки высока вероятность совмещения фронта волны возмущения и волны быстрой ряби в момент прохождения датчика фронтом волны.

Тем временем, основная часть волны быстрой ряби продолжает движение в системе отсчета волны возмущения, что приводит к опрокидыванию волны: угол между фронтом волны быстрой ряби и поверхностью остаточного слоя становится острым (рис. 5.11a,b) и постепенно уменьшается до нуля (рис. 5.11c). Обрушение волны быстрой ряби возмущает поверхность остаточного слоя (рис. 5.11d). Граница между фронтом "подошвы" волны быстрой ряби и остаточным слоем различима в ЛИФ-данных (см. верхние изображения на рис. 5.11a,b) как яркая тонкая линия (см. также рис. 5.51 в п. 5.3). Это происходит вследствие полного внутреннего отражения флюоресценции (см. п. 2.4) в точке, где локальный наклон поверхности достигает 90 градусов.

Ishii & Grolmes (1975) предположили, что одним из механизмов вторичного уноса является опрокидывание волн возмущения: согласно предположению, опрокидывание происходит подобно обрушению океанских волн вблизи берега, с искривлением переднего фронта волны и ударом гребня волны по поверхности остаточного слоя, сопровождающегося вторичным брызгоуносом. Экспериментальные наблюдения процесса опрокидывания демонстрируют существенные отличия от сценария, описанного Ishii & Grolmes: во-первых, происходит опрокидывание волн быстрой ряби, а не волн возмущения; во-вторых, слияние начинается от "подошвы" обрушающейся волны быстрой ряби, а не от ее гребня (интуитивно процесс напоминает скорее "ножницы", чем "клещи"). Причиной такого различия может служить

действие трения со стороны газового потока, увлекающего нависающую часть волны быстрой ряби вперед. В результате значительного брызгоуноса не наблюдается, однако может происходить захват пленкой пузырьков газа (см. также п. 5.3). Такое обрушение чаще всего наблюдается при относительно низких скоростях газового потока и высоких расходах жидкости.

Рост волн быстрой ряби, их взаимодействие друг с другом и деформация гребней играет значительную роль в процессе отрыва. В общем случае, на гребень волны быстрой ряби действует как сдвиговое трение, так и разрежение газа над гребнем волны. Если влияние второго фактора достаточно сильно, результирующая движения гребня волны быстрой ряби может быть направлена вверх, в ядро газового потока. В этом случае верхняя часть волны быстрой ряби высока и ориентирована практически вертикально (рис. 5.12а).

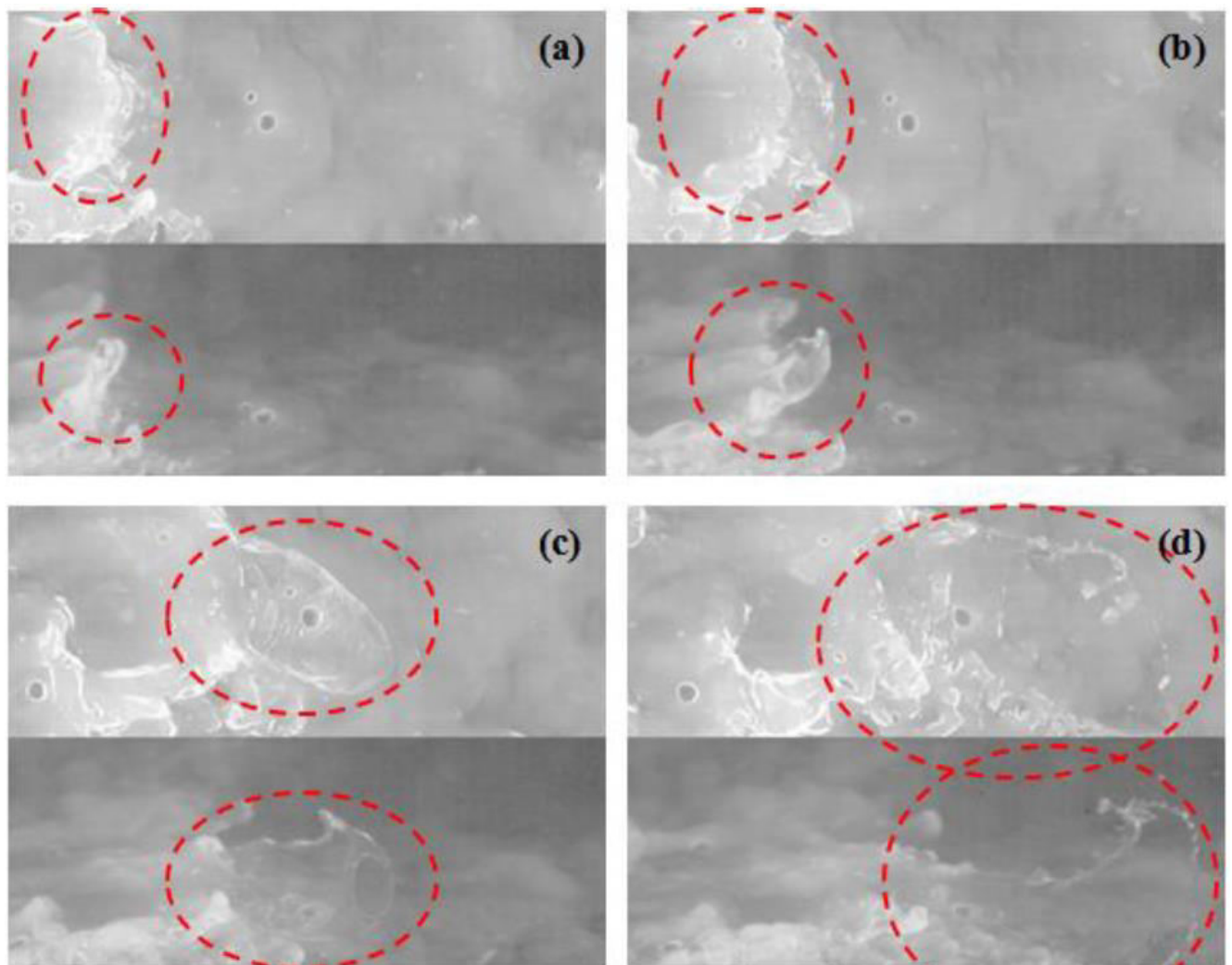


Рис. 5.12. Срыв каплей по сценарию bag break-up, стереоскопический подход. Время растёт от (а) к (d) с интервалом 1,2 мс. $Re_L=360$, $V_G=30$ м/с.

Динамическое давление газа воздействует на все поперечное сечение волны быстрой ряби. В то время как движение гребня волны под действием потока газа может замедляться силой поверхностного натяжения, действующей вдоль кромки гребня волны в поперечном направлении, центральная часть волны легче поддается давлению газового потока. В результате волна быстрой ряби деформируется в жидкий мешок с тонкой центральной частью, вытянутой в направлении движения, и более толстой кромкой (рис. 5.12b,c). Тонкая пленка в центральной части в итоге прорывается (в реальности разрыв может быть инициирован пролетающей каплей, как это происходит в примере, представленном на рис. 5.12); разрыв быстро растет в стороны с образованием мелких капель (см. также Pham et al. 2014), достигая кромки, которая разрушается на большое количество более крупных капель (рис. 5.12d). Таким образом реализуется сценарий отрыва, описанный выше как bag break-up (ср. рис. 5.8).

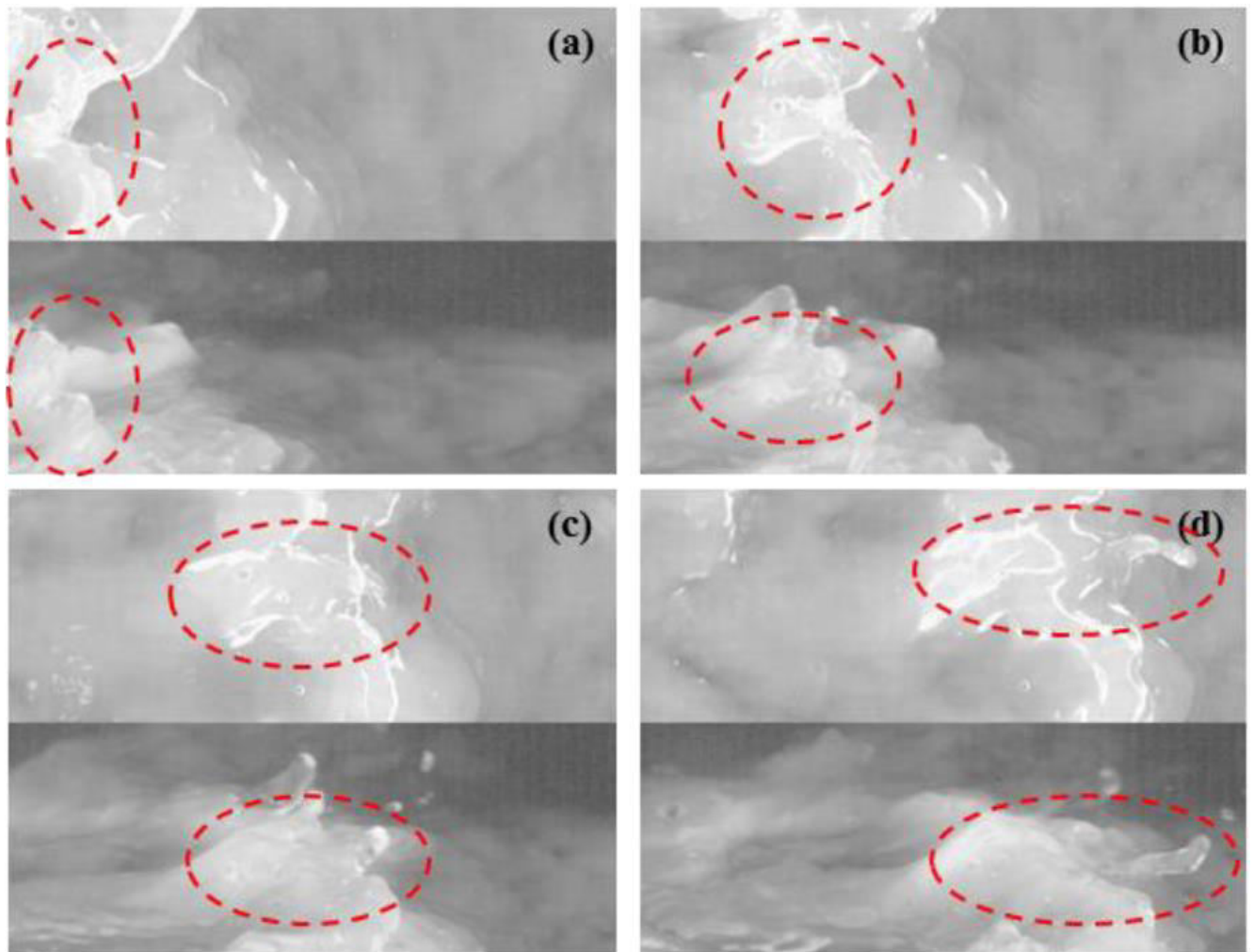


Рис. 5.13. Срыв капель по сценарию ligament break-up, стереоскопический подход. Время растёт от (a) к (d) с интервалом 3 мс. $Re_L=360$, $V_G=25$ м/с.

Разрыв по сценарию *ligament break-up* происходит в местах соединения боковых краев волн быстрой ряби, где формируется продольно-ориентированная структура (рис. 5.13a,b). На этой структуре за счет газового сдвига формируется жидкий лигамент, представляющий собой продольно-ориентированную струйку, вылетающую вперед между фронтами двух волн быстрой ряби (рис. 5.13 c,d). Стереоскопический подход подтверждает верность интерпретации, предложенной ранее (рис. 5.9) на основе трехмерных ЛИФ-данных. Этот процесс может быть усилен наличием третьей волны быстрой ряби, центральная часть которой "подпирает" сзади продольную структуру, поскольку волны быстрой ряби расположены в шахматном порядке. Такая волна может даже распространяться по поверхности продольной структуры, предоставляя таким образом материал для создания лигамента: ее центральная часть ускоряется, двигаясь по участку более толстой пленки, и отделяется от отстающих краев данной волны, которые вскоре затухают.

5.1.4. Анализ физических моделей срыва капель

Накопленный экспериментальный материал позволяет подвергнуть критическому анализу существующие гипотезы о механизмах срыва капель, перечисленные в п. 1.3.1, а также т.н. физические модели срыва и уноса капель, получившие распространение в последние годы. Краткое описание этих моделей дано в конце п. 1.4.4.

Из всего набора гипотез сравнение с экспериментальными наблюдениями выдерживают лишь гипотезы (1-2), описывающие вторичный брызгоунос при ударах капель и разрушении пузырьков, а также наблюдения Woodmansee & Hanratty, 1969 (механизм 11) и Azzopardi, 1983 (механизмы 12-13). На основании наблюдений, проведенных в рамках стереоскопического подхода можно с уверенностью утверждать, что гипотезы (11) и (12) описывают один и тот же процесс, известный как bag break-up. Гипотеза (3), возможно, работает в специфической области режимов, не исследовавшейся в данной работе. Гипотезы (4) и (5), описывающие сценарии атомизации пленки вследствие воздействия пульсаций со стороны газа без привязки к волновой структуре, в экспериментах не подтверждаются. Первичный унос всегда связан с волнами возмущения.

Гипотезы 6-10 предполагают, что срыв капель происходит за счет разрушения гребней волн возмущения, что является сильным упрощением описания реальных актов отрыва. В реальном дисперсно-кольцевом течении гребень волны возмущения представляет собой сравнительно плоскую площадку, по которой движется множество волн быстрой ряби. Продольный размер волн быстрой ряби очевидно значительно меньше продольного размера гребня волны возмущения, а амплитуда каждой из волн быстрой ряби как минимум сравнима с амплитудой гребня волны возмущения. Разрушение отдельной волны быстрой ряби требует значительно меньших затрат энергии со стороны газового потока, чем разрушение гребня волны возмущения. При правильной оценке объема жидкости, переносимой волнами возмущения, использование таких гипотез приводило бы к значительному завышению объема жидкости, срываемой за один акт уноса.

Гипотеза о срыве гребней волн возмущения (6) является чисто умозрительной и не имеет сходства с механизмами bag и ligament break-up. Гипотеза (7) - "обдирка" волн возмущения газовым потоком - имеет некое качественное сходство с явлением ligament break-up, поскольку формирование лигамента происходит за счет сдвигового воздействия потока газа. Однако формирование лигаментов происходит лишь в местах соединения боковых краев волн быстрой ряби, а не по всей поверхности волн возмущения. Гипотеза (8), "подрезание" волн возмущения газовым потоком, имеет отдаленное сходство с механизмом bag break-up, однако, опять же, речь идет о подрезании волн быстрой ряби. Гипотеза (9) предполагает, что при слиянии волн возмущения настигаемая волна целиком выбрасывается в поток в виде капель. В реальности

слияние волн может сопровождаться локальным усилением уноса, однако последнее реализуется за счет усиления генерации волн быстрой ряби и локального увеличения толщины слоя жидкости, по которому движутся волны быстрой ряби, а разрыв по-прежнему реализуется за счет механизмов bag и ligament break-up. Гипотеза (10) подразумевает вторичный брызгоунос при опрокидывании волн возмущения. В реальности речь идет об опрокидывании волн быстрой ряби; кроме того, как было показано в п. 5.1.3, опрокидывание обычно происходит без генерации вторичных капель.

В основе "физических" моделей лежит гипотеза (6). Для оценки полного объема жидкости, срываемого с поверхности пленки в единицу времени, требуется оценить:

- объем жидкости, срываемый за один акт уноса;
- частоту актов уноса с одной волны возмущения;
- количество волн возмущения на рассматриваемом участке канала.

Анализ экспериментальных данных показывает, что все базовые предположения, привлекаемые создателями таких моделей, не соответствуют экспериментальным наблюдениям ни качественно, ни количественно.

Расстояние между волнами возмущения в таких моделях именуется длиной волны, что само по себе достаточно некорректно, поскольку подразумевает регулярный характер волн возмущения. Длина волны рассчитывается на основе невязкого анализа устойчивости пленки к вариации давления в жидкой и газовой фазе над гребнем возмущения малой амплитуды, впервые выполненного в работе Hewitt & Hall Taylor (1970). Как было показано в п. 4.3, оценка длины волны нейтральных возмущений на основе упрощенного невязкого подхода примерно на порядок завышает частоту следования начальных возмущений поверхности пленки ("начальных волн"), см. рис. 4.13(c-d). Более того, такой подход предполагает, что длина волны возмущения совпадает с длиной начальных волн, в то время как в реальности слияние начальных волн приводит к возникновению волн возмущения с существенно большим пространственным размером. Вниз по потоку расстояние между волнами возмущения увеличивается еще сильнее вследствие слияния волн возмущения. В результате оценка по невязкой модели дает занижение длины волны волн возмущения на три порядка (см. рис. 4.13a-b). Такое занижение длины волны, с одной стороны, количественно смягчает ошибочное представление о механизме уноса, с другой стороны, приводит к полному отрыву модели от реальности.

Скорость волн возмущения играет в рассматриваемых моделях незначительную роль: эта скорость вычитается из среднерасходной скорости газа для определения относительной скорости, с которой поток газа обтекает волну возмущения. Скорость волн возмущения оценивается по той же модели устойчивости, как фазовая скорость нейтральных возмущений с

рассчитанным описанным выше способом волновым числом. Полученная скорость имеет верный порядок величины (метры в секунду), однако количественного соответствия не наблюдается.

Амплитуда волн возмущения оценивается на основе модели, предложенной Ishii & Grolmes (1975), описанной в 1.4.4. Модель основана на дополнительных базовых предположениях, не выполняющихся в реальности, таких как линейный профиль скорости жидкости в волне возмущения, линейная зависимость локального межфазного трения от локальной толщины пленки жидкости и двукратное превышение средней скорости пленки жидкости на гребне волны возмущения. Модель дает заниженные значения амплитуды волн возмущения, однако, благодаря высокой степени эмпиризма, порядок величины (доли миллиметра) оценивается верно. Интересно, что рассчитанная таким образом амплитуда волн возмущения существенно превышает расчетную длину волны, однако такого сопоставления авторами моделей по неизвестной причине не проводится.

В модели закладывается синусоидальная форма волн возмущения с амплитудой и длиной волны, рассчитанными описанными выше способами. В модели Ryu & Park (2011) закладывается форма волн возмущения в виде кривой Гаусса. Реальная форма волн возмущения может сильно отличаться от данных приближений (как минимум, волны возмущения обладают более "плоской" вершиной), даже если не принимать во внимание наличие волн быстрой ряби. Скважность волн возмущения оценивается либо как 0,5 (т.е., продольный размер одной модельной волны возмущения равен половине длины волны), либо как 0,4 на основе ранних экспериментальных оценок. Как было отмечено в п. 4.4-5, скважность гребней волн возмущения, на которых происходит отрыв капель, составляет порядка 0,1.

На гребне модельной синусоидальной волны проводится расчет дестабилизирующих сил разрежения давления в газе и силы поверхностного натяжения и определяется доля гребня волны, при действии на которую эти силы находятся в равновесии. Такой подход позволяет оценить объем жидкости, срываемой за один акт уноса. Подразумевается, что газ срывает верхнюю часть гребня, оставляя усеченную синусоиду. Такое упрощение не согласуется с процессами bag и ligament break-up.

Относительно трехмерной структуры волн возмущения предполагается, что поперечный размер волны возмущения равен продольному. В работе Ryu & Park, 2011, предполагается). В реальности (п. 4.6) поперечный размер превосходит продольный примерно на порядок.

Следует заметить, что уровень несоответствия модели эксперименту можно несколько снизить, применив описанные выше соображения не к волнам возмущения, а к волнам быстрой ряби (здесь необходимо отдать должное авторам работы Lane et al. 2010, осознающим это обстоятельство). В этом случае расчетная длина волны и представления о трехмерности волн

приблизятся к реальности, хотя все равно будут далеки от нее. Кроме того, в этом случае необходимо вводить поправку на скважность гребней волн возмущения, поскольку волны быстрой ряби существуют лишь на 10-20% поверхности пленки.

Период актов уноса в таких моделях определяется как время прохождения потоком газа над волной возмущения, т.е., как отношение длины волны к относительной скорости газа. Для расчетных длин волн возмущения период уноса составляет менее 10 микросекунд, в то время как в реальности процессы разрушения волн быстрой ряби требуют на три порядка больше времени, даже если не учитывать время, затрачиваемое на формирование и развитие волн быстрой ряби.

Количественное несоответствие эксперименту каждой из величин, на основе которых рассчитывает итоговая интенсивность уноса, закономерным образом приводит к существенному завышению расчетной интенсивности по сравнению с экспериментальными данными. Экспериментально измеренная интенсивность уноса ниже расчетной на 3-5 порядков. Поскольку доля жидкости, распространяющейся в виде капель обычно составляет десятки процентов от полного расхода жидкости, расчетная интенсивность уноса на порядки превышает полное количество жидкости в течении. Авторы моделей объясняют это, во-первых, тем, что оценка объема жидкости, срываемой за один акт уноса, является оценкой сверху, а на самом деле срываются более мелкие капли; во-вторых, тем, что часть срываемых капель сразу падает на поверхность пленки и не измеряется экспериментальными методами. Хотя оба объяснения качественно верны, их недостаточно для объяснения столь сильного количественного расхождения. Для соответствия экспериментальным данным авторы моделей вводят различные эмпирические поправки, фактически превращая модели в новый вид эмпирических корреляций. Физически обоснованные модели уноса жидкости в дисперсно-кольцевом течении должны полностью рассматривать эволюцию волн на поверхности пленки жидкости, включая формирование и развитие начальных волн, их слияние с формированием волн возмущения, слияние волн возмущения, генерацию и эволюцию волн быстрой ряби на поверхности волн возмущения и их разрыв газовым потоком. Все эти процессы должны моделироваться в трехмерном пространстве и на каждой стадии сравниваться с экспериментом.

5.2. Исследование ударов капель по поверхности жидкости

5.2.1. Нормальный удар капли по спокойной поверхности жидкости

Постановка задачи и описание эксперимента

Как было отмечено во введении (см. 1.3.3), удары капель, осаждающихся из газового потока на поверхность пленки жидкости в дисперсно-кольцевом течении, ранее практически не исследовались. Во многих работах предполагается, что это явление полностью аналогично хорошо изученному модельному случаю удара капли по спокойной поверхности. Очевидные отличия случая дисперсно-кольцевого течения состоят в малых углах удара, наличии волн возмущения и волн быстрой и медленной ряби на поверхности жидкости, движении жидкости и наличии сильного сдвига на межфазной поверхности. Количественные различия состоят также в малых размерах и высоких скоростях капель в дисперсно-кольцевом течении по сравнению с характерными условиями модельных экспериментов. Тем не менее, модельная задача представляет интерес как материал для сравнения с наблюдениями в условиях дисперсно-кольцевого течения, а также как полигон для испытания применимости ЛИФ-метода к исследованию ударов капель. В данной подсекции приведены результаты экспериментального исследования удара вертикально падающей капли по покоящейся поверхности жидкости. Резервуаром для покоящейся жидкости служит чашка Петри, установленная на прозрачном основании. Глубина слоя жидкости варьируется от 1,5 до 6 мм с шагом 1,5 мм; глубина определяется на основе объема жидкости, залитой в чашку Петри. Капли диаметром около 3,5 мм создавались шприцом с тупой иглой, управляемым микронасосом. Высота падения варьировалась от 100 до 500 мм с шагом 100 мм, что соответствовало диапазону скоростей капель в момент удара от 1,4 до 3,3 м/с. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода с небольшой (4-8 мг/л) добавкой Родамина 6Ж. Низкие концентрации использовались в экспериментах на больших толщинах слоя жидкости (6 мм) с целью избежать насыщения яркости флюоресценции. ЛИФ-измерения проводились в трехмерной постановке; лазер и камера располагались под дном чашки Петри. Частота съемки составляла 10 кГц, пространственное разрешение - 70 мкм/пиксель. Одновременно с ЛИФ-камерой использовалась камера бокового обзора, позволявшая контролировать размер, скорость и форму падающей капли в моменты, предшествующие удару. ЛИФ-измерения проводились в трех постановках, отличающихся способом добавления флюорофора:

1. Флюорофор есть и в капле, и в слое жидкости;
2. Флюорофор есть только в покоящемся слое жидкости (капля состоит из чистой воды);
3. Флюорофор есть только в падающей капле.

Целью варьирования содержания флюорофора являлось раздельное исследование эволюции материала капли и материала слоя жидкости при ударе.

Для каждой комбинации глубины слоя жидкости, высоты падения и способа добавления флюорофора было снято 10 реализаций, показавших высокий уровень воспроизводимости результатов. Эксперименты проводились при температуре 20°C.

Согласно литературным данным, при ударе капли о поверхность пленки жидкости, начальная эволюция кратера определяется импульсом капли (Berberovic et al. 2009). Корректная нормировка толщины пленки, глубины и ширины кратера, а также времени по отношению к диаметру, D , и скорости, U , капли осуществляется следующим образом:

$$h^* = \frac{H}{D}; \quad \Delta_x = \frac{z_x}{D}; \quad \Omega = \frac{W}{D}; \quad \tau = \frac{tU}{D}$$

Здесь z_x - вертикальная координата, отсчитываемая от поверхности слоя в состоянии покоя. Остальные переменные определены на рис. 5.14.

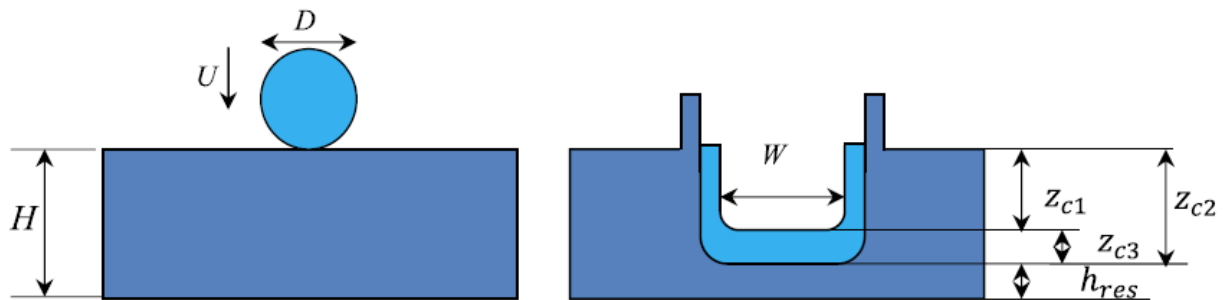


Рис. 5.14. Определение переменных в задаче о нормальном ударе капли о спокойную поверхность жидкости.

В качестве параметра, описывающего "выход" удара в виде вторичных капель, Cosalli et al. (1997) и Okawa et al. (2008) использовали величину K , определяемую как $K = We * Oh^{-0.4}$, где We - число Вебера, Oh - число онезорге. Этот параметр не учитывает толщину слоя жидкости. Так, в работе Alghoul et al. (2011) было отмечено, качественное изменение в выходе удара при толщине слоя, равной диаметру капли ($h^* \sim 1$). При меньших толщинах пленки происходило формирование короны и ее разрушение на вторичные капли. При больших толщинах пленки - формирование центральной струи. Удар капли по твердой стенке во многом сходен с ударом по поверхности тонкой пленки жидкости.

Пространственно-временная эволюция кратера, возникающего при ударе капли.

На рисунках 5.15-5.16 показана временная эволюция локальной толщины пленки при ударах с одинаковыми характеристиками капли, но разной толщиной слоя жидкости. Для каждой реализации приведена мгновенная форма поверхности жидкости, восстановленная при помощи

ЛИФ-метода, в 5 моментов времени, соответствующих значениям безразмерного времени, τ , 2, 15, 20, 30 и 40. Ряды (a-e), (f-j) и (k-o) соответствуют способам добавления флюорофора 1, 2 и 3 (см. выше), соответственно.

Для случая тонкой пленки ($h^* = 0,43$, рис. 5.15) можно выделить следующие этапы эволюции пленки и капли:

1. Мгновенное брызгообразование ("*prompt splash*"), рисунки a, f, k. Мелкие капли "выстреливают" в первые моменты после соприкосновения капли с пленкой. Эти капли наблюдаются для всех трех способов добавления флюорофора, из чего можно заключить, что эти капли формируются как из материала падающей капли, так и из материала пленки.
2. Формирование короны, рисунки b, g, l. Корона также содержит жидкость из капли, хотя материал пленки в ней преобладает.
3. Формирование лигаментов (струек) на короне, рисунки c, h, m. В лигаментах также присутствует материал капли и пленки.

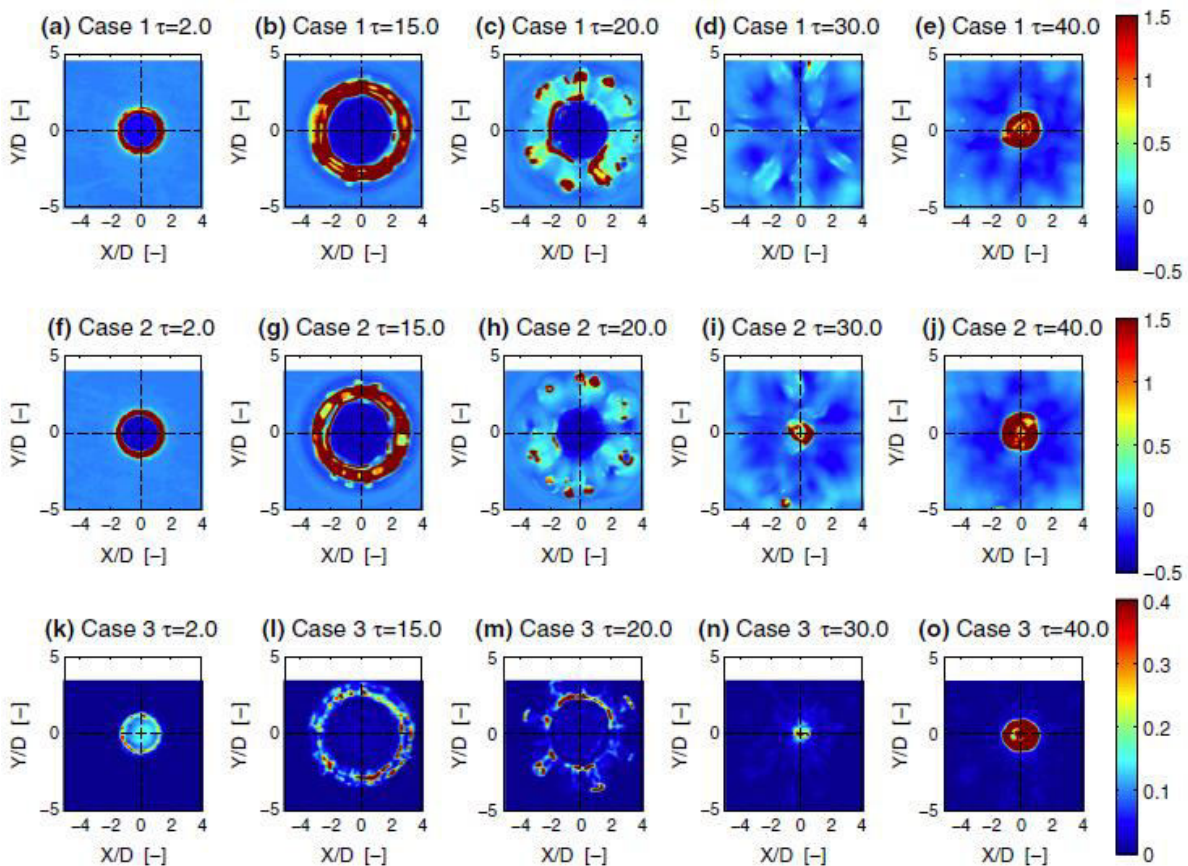


Рис. 5.15. Сравнение трех способов добавления флюорофора в 5 моментов времени при ударе капли. $h^* = 0.43$, $We = 378$, $Re = 9800$. Цветом показана толщина пленки, нормированная на диаметр капли.

4. Падение вторичных капель и возвратное течение жидкости (рисунки *d*, *i*, *n*). Вторичные капли, опадая на поверхность пленки, создают локальные кратеры намного меньших масштабов. Жидкость из капли и пленки движется по направлению к центру кратера.

5. Формирование центральной струи (рисунки *e*, *j*, *o*). Практически вся жидкость капли собирается в центральной струе.

Для случая глубокой жидкости, $h^* = 1,29$, взаимодействие капли и пленки проходит те же этапы (рис. 5.16), однако можно выделить качественные отличия. Главным отличием является отсутствие вторичных капель при формировании короны:

1. Объем мгновенно выбрасываемой жидкости на первом этапе больше в случае толстых пленок. При данном разрешении можно различить струйки, с которых эти капельки срываются.
2. Особенностью этапа формирования короны в случае толстых пленок является наклон ее стенок вовнутрь кратера. Жидкость капли распределяется по поверхности дна и внутренних стенок кратера но почти не попадает в корону. Часть жидкости капли, вынесенная наружу в процессе мгновенного выброса, собирается на внешних стенках короны.

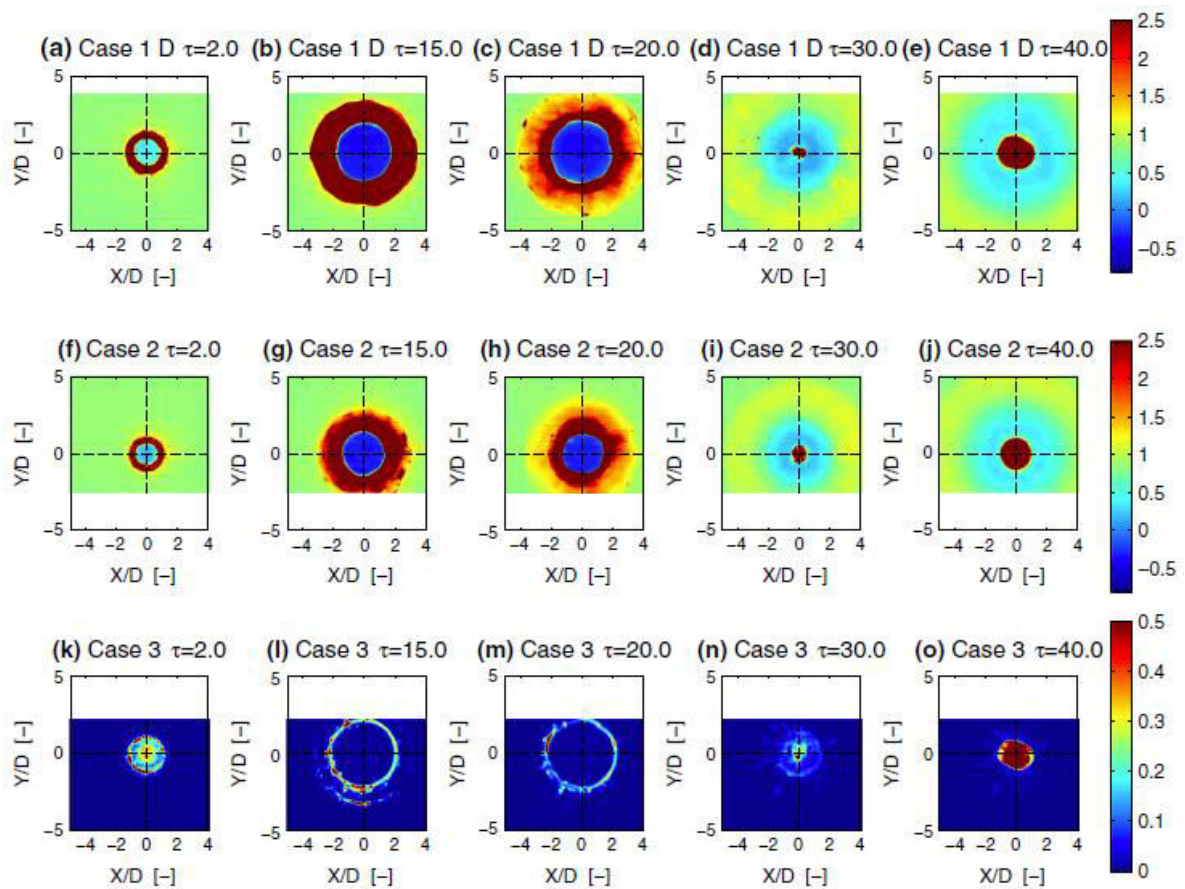


Рис. 5.16. Сравнение трех способов добавления флюорофора в 5 моментов времени при ударе капли. $h^* = 1,29$, $We = 378$, $Re = 9800$. Цветом показана толщина пленки, нормированная на диаметр капли.

3. Опадание короны (рисунки c, h, m): корона оседает без формирования вторичных капель.
4. Возвратное течение жидкости происходит аналогично случаю тонких пленок. Жидкость капли аккумулируется в центральной струе.
5. Центральная струя растет одновременно с расхождением капиллярной волны вокруг бывшей короны.

Общим местом является тот факт, что жидкость капли, изначально распределяясь по поверхности кратера, в итоге почти целиком собирается в центральной струе.

Поскольку удар капли в целом обладает радиальной симметрией, возможно провести анализ эволюции кратера в пространственно-временных координатах, в форме $h(x,t)$, где x - одна из пространственных координат. Начало координат оси x находится в центре кратера.

Пример такого представления данных показан на рисунке 5.17 для всех пяти значений числа Вебера для трех способов добавления флюорофора. Из x - t -диаграмм могут быть получены такие характеристики удара, как ширина кратера, время коллапса кратера, наличие расходящейся капиллярной волны и локализация жидкости капли.

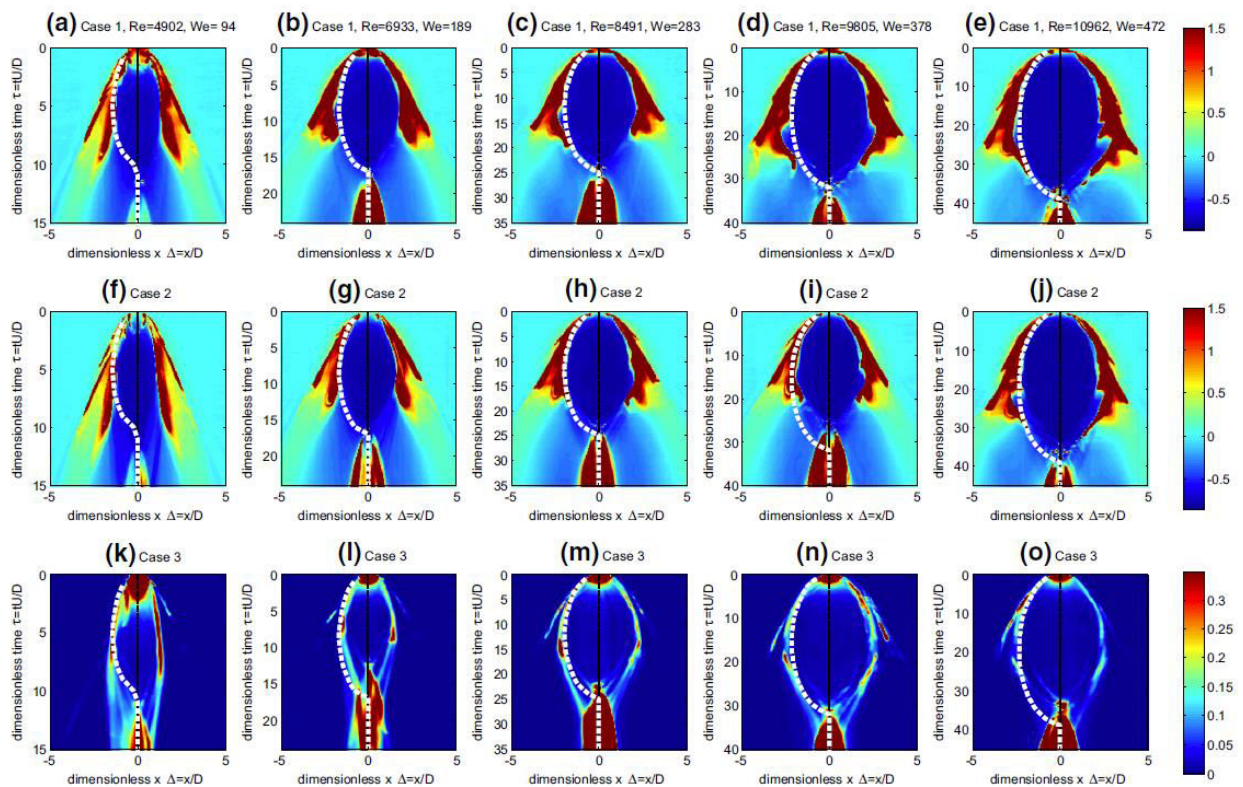


Рис. 5.17. x - t диаграммы, демонстрирующие развитие профиля толщины пленки вдоль центрального сечения кратера для трех способов добавления флюорофора для пяти значений числа Вебера капли. Предсказываемый теоретически размер кратера показан белой штриховой линией. $h^* = 0,86$. Цветом показана толщина пленки, нормированная на диаметр капли.

На начальных стадиях формирования кратера его ширина характеризуется корневой зависимостью от времени (Roisman et al., 2008):

$$\Omega = \sqrt{\beta(\tau - \tau_0) - f(\tau - \tau_0)} \quad (5.4)$$

$$f(\tau - \tau_0) = \frac{1}{h^*} \left(\frac{2h^*}{Re_{crmax} We} + \frac{4}{We} + \frac{h^{*2}}{Fr} \right) (\tau - \tau_0)^2 \quad (5.5)$$

$$Re_{crmax} = \frac{\beta}{2} \sqrt{\frac{h^*}{G}} - \frac{h^*}{GWe} \quad (5.6)$$

$$G = \frac{4}{We} + \frac{h^{*2}}{Fr} \quad (5.7)$$

Предполагается, что величины β и τ_0 зависят от толщины пленки. Также предполагалось, что β не зависит от числа Вебера.

$$\tau_0 = 0.8h^{*1.7}; \beta = 0.62h^{*0.33} \quad (5.8)$$

На рисунках 5.18-19 представлены зависимости глубины кратера от времени (локальные значения толщины пленки вдоль сплошной черной линии на рис. 5.17) для пяти скоростей падающей капли и трех значений толщины слоя жидкости. Данные приведены для первого и второго способов добавления флюорофора (способ 1, рис. 5.18 - флюорофор в капле и в пленке; способ 2, рис. 5.19 - флюорофор только в пленке). Ось ординат нормирована на диаметр капли. Нулевое значение соответствует положению поверхности пленки до удара, показано черной горизонтальной пунктирной линией. Положение твердой стенки (дна кюветы) показано красными пунктирными линиями. Ось абсцисс представлена в безразмерном виде, $\tau = tU/D$.

Ожидается, что при первом способе добавления флюорофора толщина пленки в центре в момент контакта, $\Delta(\tau=0)$ равна единице, или, в размерных координатах, диаметру капли, находящейся над пленкой. Во втором случае ожидаемое значение $\Delta(\tau=0)=0$, поскольку капля не содержит флюорофора. В реальности в обоих случаях начальная толщина пленки в момент контакта несколько выше. В первом случае завышение, скорее всего, связано с перераспределением света лазера внутри капли (см. п. 2.3) и соответствующим повышением суммарной яркости вдоль оси капли. Во втором случае завышение может быть связано с попаданием света, отраженного от верхней и нижней границ капли, внутрь пленки. Искажения на начальном этапе не оказывают принципиального влияния на общий тренд. Их влияние пренебрежимо мало на инерционной стадии при $\tau > 1.5$, когда падающая капля сильно

деформируется, принимая форму диска; ее поверхность в центре утрачивает кривизну, приводящую к фокусировкам и искажению сигнала.

На первом этапе эволюции толщина пленки $(h+D)$ линейно уменьшается со временем, поскольку на этом этапе верхняя граница капли продолжает движение с прежней скоростью. В этом случае наклон зависимости равен единице. Действительно, в размерных координатах:

$$h(t) = h_0 + D - Ut \quad (5.9)$$

В безразмерных координатах:

$$\Delta = \frac{h-h_0}{D}, \quad \tau = \frac{tU}{D} \quad (5.10)$$

уравнение принимает следующий вид:

$$\Delta(\tau) = 1 - \tau \quad (5.11)$$

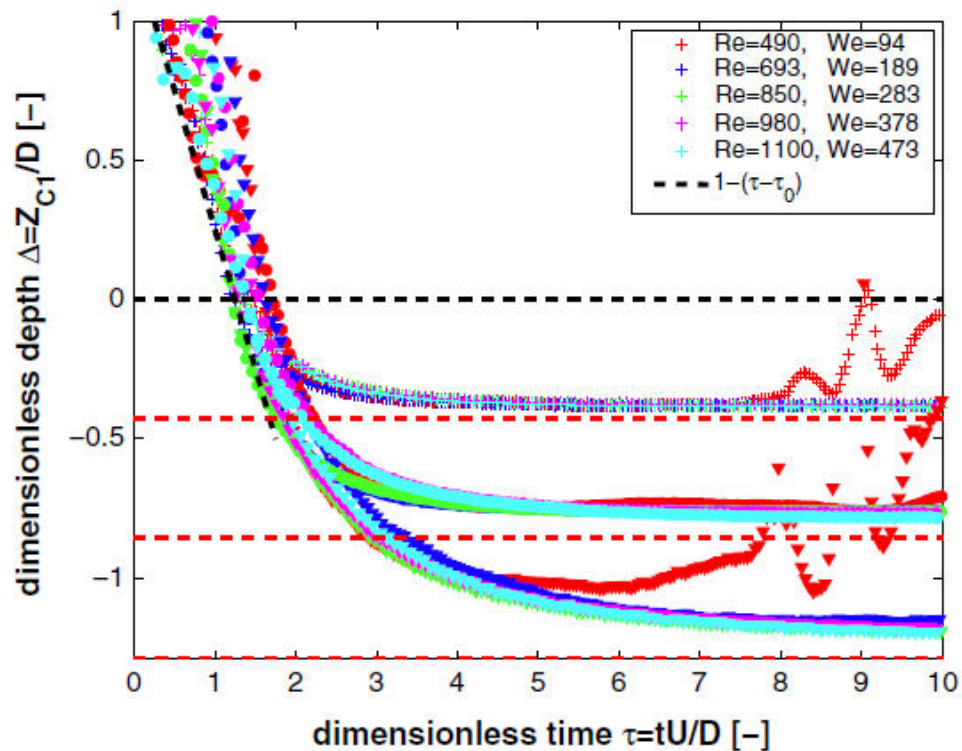


Рис. 5.18. Временная эволюция суммарной толщины пленки и капли в точке удара. Цветами помечены различные скорости падающей капли. Символами отмечены различные значения начальной толщины пленки. $h^* = 0.43$, $h^* = 0.86$, $h^* = 1.29$.

Эта зависимость (со сдвигом на величину τ_0 , компенсирующим начальное завышение) приведена на рис. 5.18-19 наклонной штриховой линией. При этом граница пленки под каплей движется вниз медленнее вследствие сопротивления, оказываемого твердой стенкой. В результате падающая капля сжимается по вертикали, и, вследствие повышения давления, расширяется в горизонтальном направлении. Как видно из рисунка, для способа 2 угловой

коэффициент линейной зависимости составляет -0,44. Эта величина согласуется с результатами моделирования Berberovic et al. (2009) и Bisighini (2010). На начальном этапе все зависимости ложатся на одну прямую линию. Отклонение от этой линии начинается раньше для более тонких пленок. По мере приближения межфазной границы к твердой стенке наклон зависимости снижается, и вскоре наступает длительный этап постоянной малой толщины остаточной пленки. Эта толщина в несколько раз меньше начальной толщины h_0 ; ее абсолютное значение зависит от начальной толщины. Зависимости, полученные для разных скоростей капли, хорошо обобщаются введением безразмерного времени. Лишь для наименьшей высоты падения этап восстановления кратера начинается раньше.

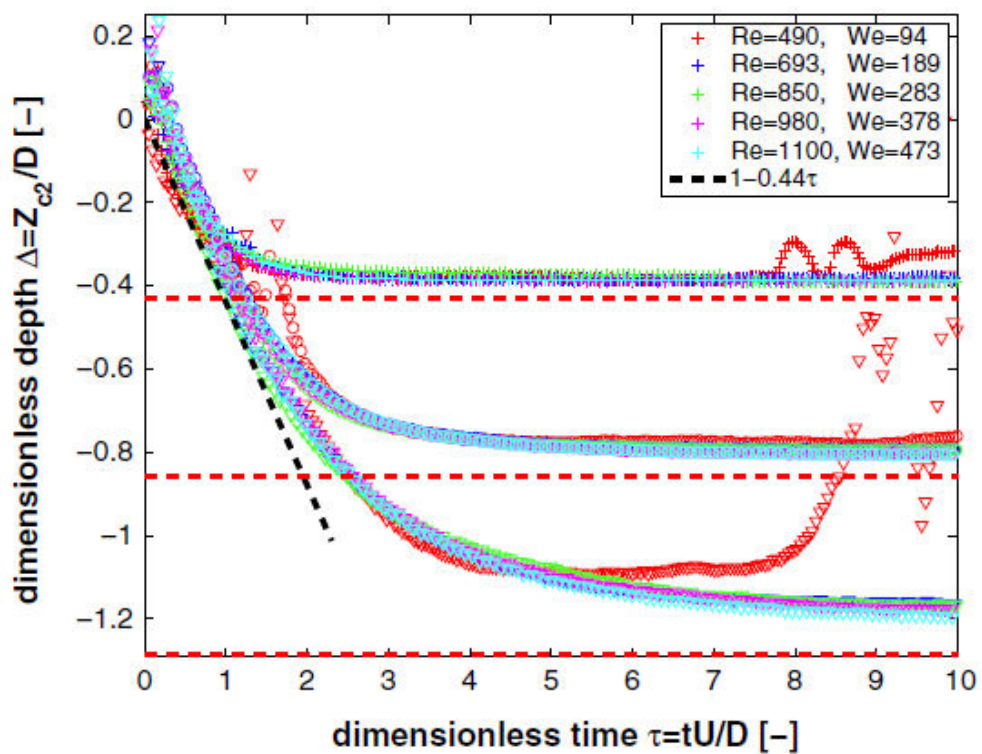


Рис. 5.19. Временная эволюция толщины пленки без учета капли в точке удара. Цветами помечены различные скорости падающей капли. Символами отмечены различные значения начальной толщины пленки. $h^* = 0.43$, $h^* = 0.86$, $h^* = 1.29$.

Растекание капли по поверхности пленки

Третий способ добавления флюорофора (флюорофор содержится только в падающей капле и не содержится в жидкой пленке) позволяет исследовать эволюцию распределения жидкости капли по поверхности пленки на первых стадиях удара. Примеры изменения во времени профиля капли приведены на рис. 5.20 для трех толщин пленки и одного из чисел Вебера.

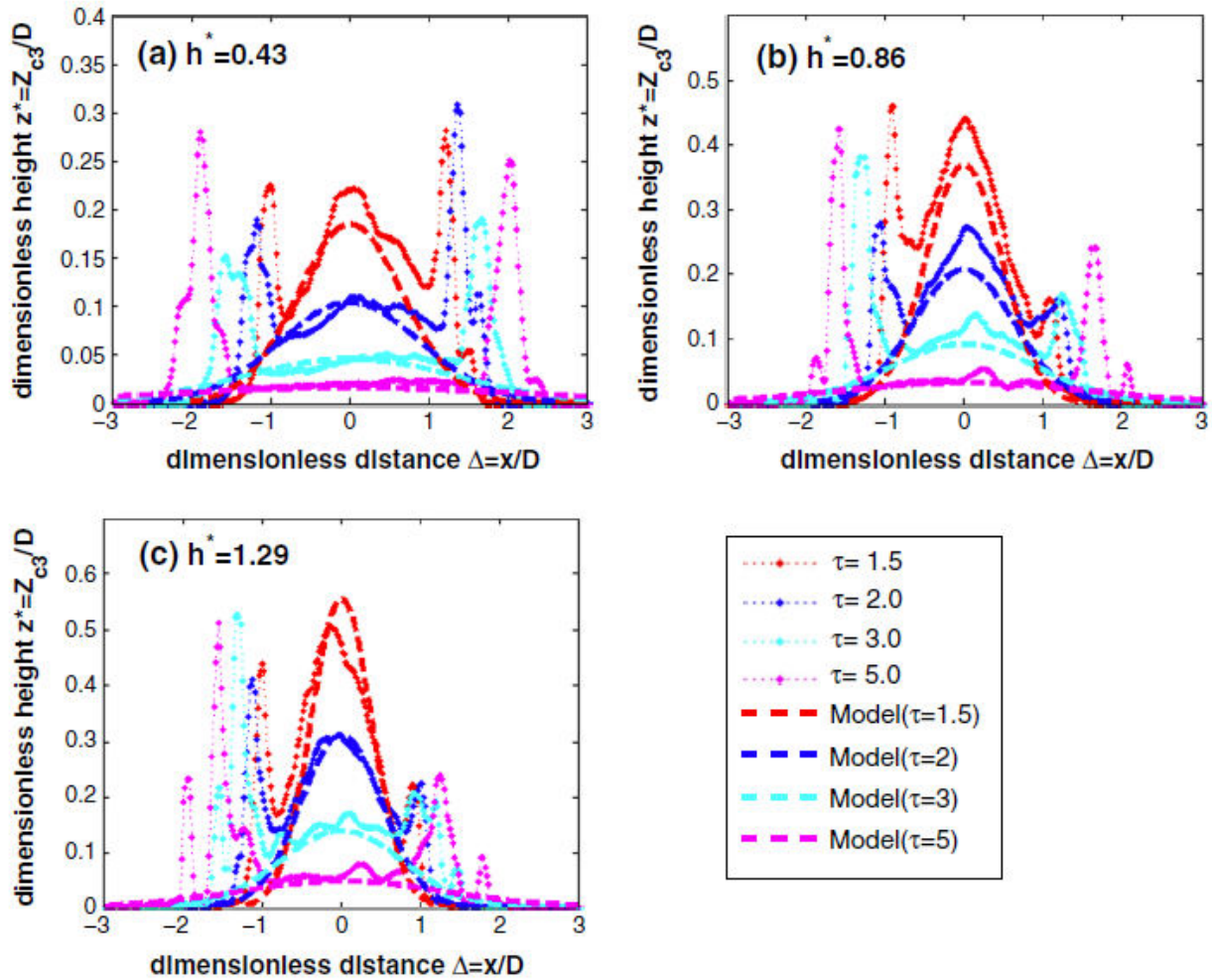


Рис. 5.20. Последовательность профилей толщины жидкости, содержащейся в капле, в процессе удара. Пунктирные линии соответствуют теоретическому расчету по уравнению (5.13).

Процесс деформации капли во многом сходен с ударом капли по твердой поверхности. Профиль центральной части капли напоминает функцию Гаусса, "дисперсия" которой растет во времени. Lagubeau et al. (2012) и Roisman et al. (2008) показали, что удар может быть разделен на несколько стадий. На начальной стадии наблюдается период доминирования сил давления, при котором капля сжимается вследствие удара, и в результате происходит инерционное движение капли в радиальном направлении (Lagubeau et al. 2012). При таком движении инерция доминирует над силами вязкости и возможно построение асимптотического решения для определения толщины капли в невязком приближении (Yarin & Weiss 1995):

$$\Delta = \frac{\eta}{(\tau + \tau_g)^2} \quad (5.12)$$

При ударе капли о твердую поверхность радиальное распределение толщины капли может быть описана следующей формулой (Lagubeau et al., 2012; Roisman et al., 2008):

$$\Delta = \frac{z_{c3}}{D} = \frac{\eta}{(\tau + \tau_g)^2} \exp \left[-\frac{6\eta r^{*2}}{(\tau + \tau_g)^2} \right] \quad (5.13)$$

Здесь η и τ_g - константы, зависящие от параметров задачи. Lagubeau et al. (2012) определили эти параметры как 0,39 и 0,25, соответственно. Величина τ_g не зависит от толщины пленки; в данной работе она была принята равной -0,19. Величина η определяется как $\eta=0,9h^*$. В целом, формула, разработанная для удара по твердой стенке, удовлетворительно описывает профиль капли (расчетные зависимости показаны на рис. 5.20 пунктирными линиями). Количественные отличия наблюдаются на малых временах, и связаны с тем, что жесткость жидкости очевидно меньше жесткости твердой стенки, вследствие чего капля в случае жидкости деформируется не так быстро. Ключевым отличием от удара по твердой поверхности является то, что края расширяющейся капли взаимодействуют с короной кратера. В этих возникают пики толщины пленки, не предсказываемые данной моделью. Высота этих пиков, возможно, завышена вследствие высокого наклона межфазной поверхности на внутренней границе кратера, однако скопление в этой области жидкости, содержащей флюорофор, не подлежит сомнению.

5.2.2. Исследование ударов капель в дисперсно-кольцевом течении в рамках двумерного подхода

Эксперименты по изучению ударов капель, реализующихся в дисперсно-кольцевом течении, были первоначально проведены в двумерном подходе, в рамках экспериментов, описанных в п. 5.1.1. Траектории капель в двумерных ЛИФ-данных в дисперсно-кольцевом течении часто заканчиваются возмущением поверхности остаточного слоя жидкости, что соответствует удару капли по поверхности пленки. Пример такого события приведен на рис. 5.21 (а).

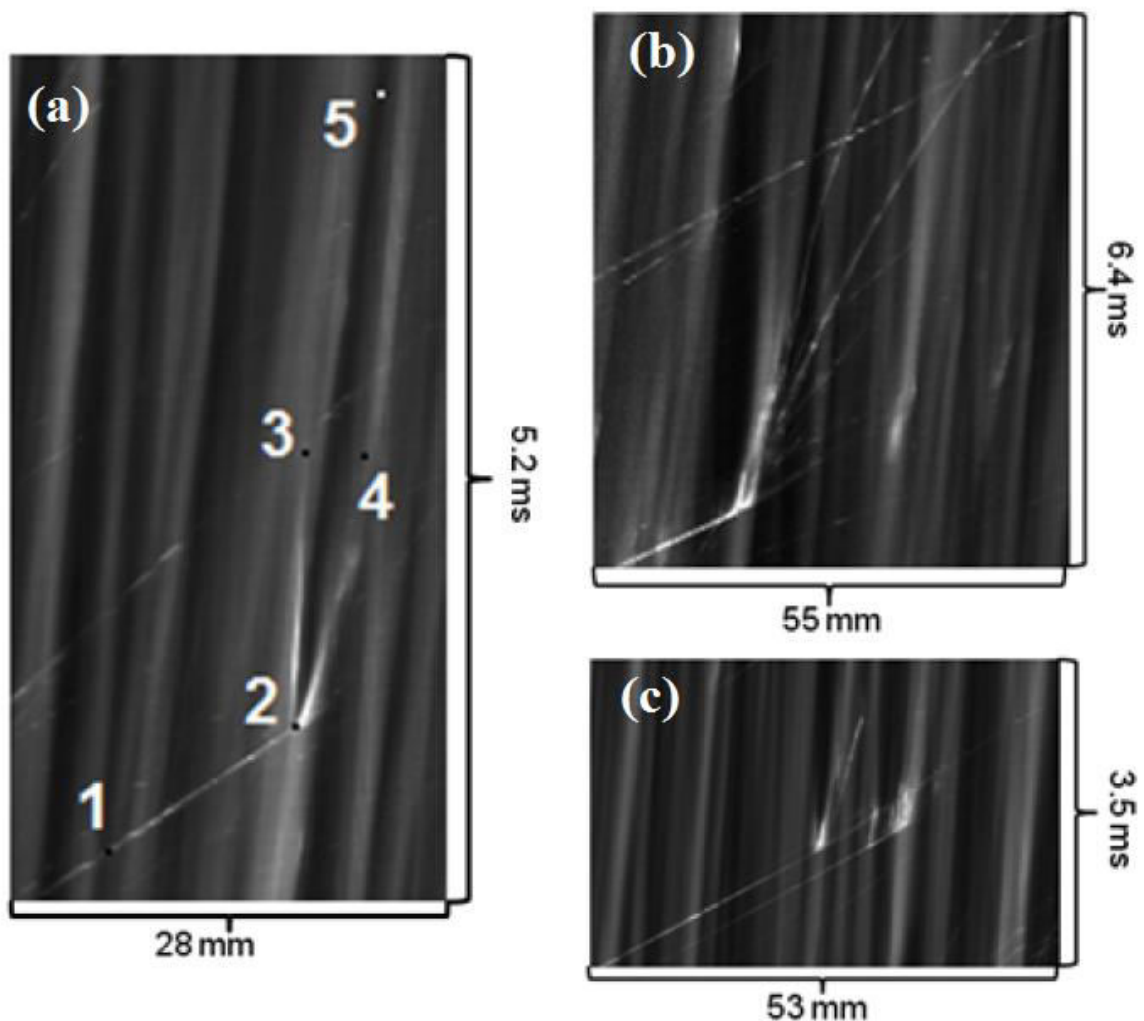


Рис. 5.21. Осаждение капель в двумерном ЛИФ-подходе. Удар капли с формированием кратера с помеченными точками (а); Формирование и ускорение вторичных капель (b); выживание начальной капли (с). $Re_L=180$, $V_G=27$ м/с.

Здесь траектория падающей капли помечена цифрами 1 и 2. Капля ударяет по гребню волны медленной ряби в точке 2, после чего начинается формирование кратера. Точки 3 и 4 помечают

примерное положение границ кратера в момент, когда кратер достигает максимального размера. Точка 5 помечает примерное время и координату схлопывания кратера.

На рис. 5.21(b) представлен пример осаждения капли с формированием вторичного брызгоуноса. После соударения возникает несколько капель, движущихся с различными скоростями, постепенно ускоряясь. На рис. 5.21(c) представлен пример соударения с выживанием начальной капли. После соударения (которое вызывает формирование кратера и по крайней мере одной вторичной капли) начальная капля продолжает двигаться по той же траектории. Такое явление будет исследовано подробнее в п. 5.2.3-4.

Для исследования ударов с формированием кратеров был разработан алгоритм полуавтоматической обработки данных. Для каждой режимной точки было обработано в среднем по 30-40 кратеров. Для каждого кратера были определены 5 характерных точек, показанных на рис. 5.21(a). Скорость падающей капли были определена по положению точек 1 и 2. После этого производился поиск минимума толщины пленки между линиями 2-3 и 2-4 в каждый момент времени, а также определялось положение ближайшего к найденной точке локального максимума толщины пленки как с наветренной, так и с подветренной стороны. В результате на этапе роста кратера были получены пространственно-временные траектории его дна, а также его передней и задней границ. Пример таких траекторий для дна и границ кратера показан на рис. 5.22(a), а изменение локальной толщины пленки в соответствующих точках - на рис. 5.22(b).

Траектория движения дна кратера может быть описана прямой линией, причем это справедливо для всего времени жизни кратера. На начальном участке эволюции кратера его границы движутся достаточно быстро, после чего их скорость становится примерно постоянной. Это соответствует наблюдениям Berberovich et al. (2009), что размер кратера растет пропорционально квадратному корню времени. К сожалению, пространственное разрешение в данных экспериментах недостаточно велико, чтобы отследить быстрое расширение кратера на начальном этапе его эволюции. Поэтому скорость движения границ на первой половине времени жизни кратера было аппроксимировано прямой линией. Наклон этих линий описывает скорость расширения кратера на протяжении большей части времени его расширения.

Толщина пленки жидкости на дне кратера снижается экспоненциально (аппроксимация показана сплошной линией на рис. 5.22b). После достижения минимального значения толщина пленки остается постоянной в течение длительного времени, сравнимого со временем уменьшения толщины пленки. Как правило, толщина пленки на переднем крае кратера выше, чем на заднем. Этого следует ожидать, поскольку у осаждающихся капель высока продольная компонента скорости. Кроме того, капли чаще всего ударяют по заднему склону волны

медленной ряби, поэтому фронт кратера обычно развивается на участке с большей толщиной пленки.

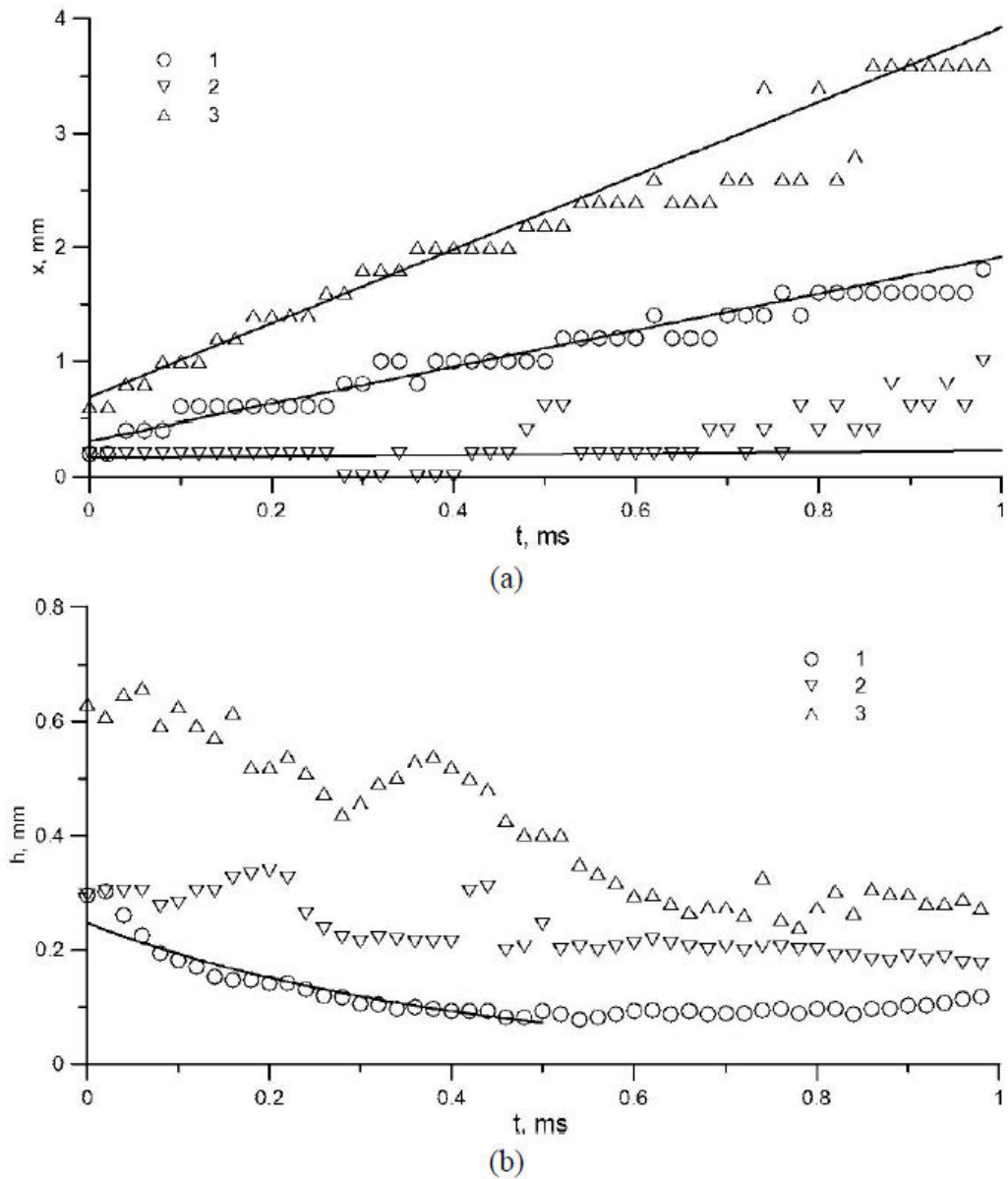


Рис. 5.22. (a) Пространственно-временная эволюция координаты дна (1), задней границы (2) и передней границы (3) единичного кратера. (b) локальная толщина пленки на дне и границах кратера. $Re_L=180$, $V_G=36$ м/с.

При дальнейшем анализе данных были получены средние значения следующих характеристик кратера: скорость его дна и границ; максимальный продольный размер; минимальная толщина пленки на дне кратера; характерное время достижения минимальной толщины пленки после удара. При наличии возможности, эти характеристики сравнивались с характерными масштабами волн медленной ряби.

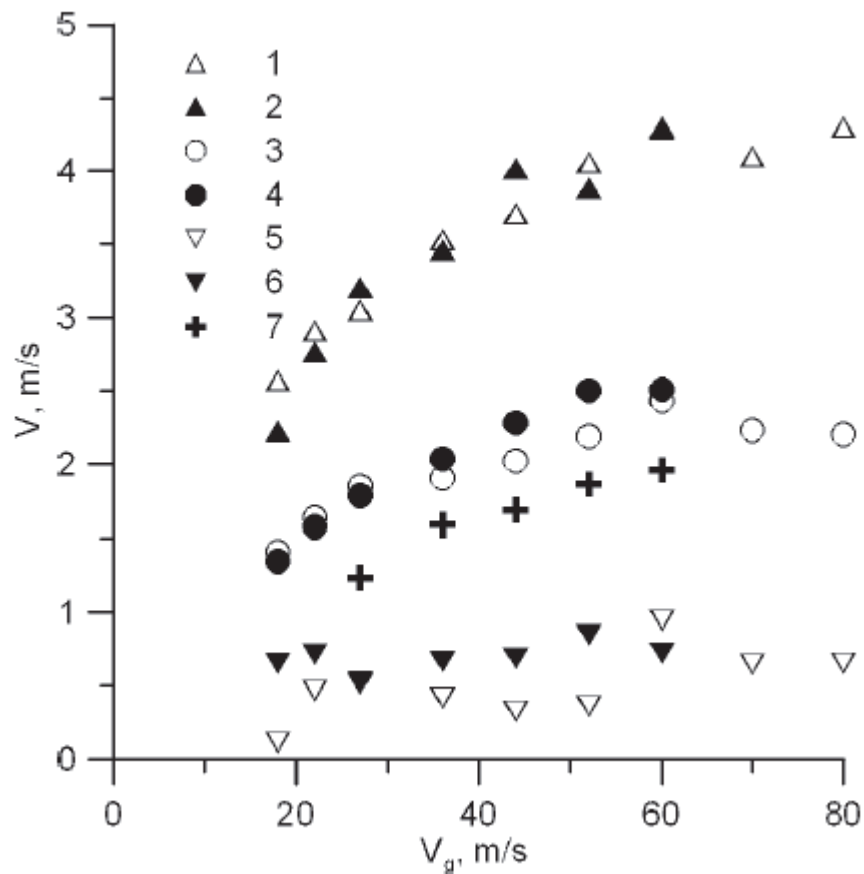


Рис. 5.23. Средняя скорость передней границы (1-2), дна (3-4) и задней границы (5-6) кратеров. $Re_L = 180$ (1, 3, 5); $Re_L = 335$ (2, 4, 6). Средняя скорость волн медленной ряби на поверхности остаточного слоя приведена для случая $Re_L = 180$ (7).

Характерные скорости движения дна и краев кратера приведены на рис. 5.23. Влияние числа Рейнольдса жидкости на эти величины достаточно мало; скорость движения кратера растет со скоростью газа. Скорость движения дна ненамного превышает скорость движения волн медленной ряби (последняя показана крестами на рис. 5.23). Скорость фронта кратера примерно вдвое выше скорости его дна, а скорость задней границы близка к нулю. Таким образом, в системе отсчета кратера его расширение практически симметрично.

Средний максимальный продольный размер кратера приведен на рис. 5.24. Максимальный продольный размер кратера определялся как расстояние от передней до задней границы кратера на середине времени его жизни. Среднее значение этой величины составляет порядка 2-3 мм и слабо зависит от скорости газа, а также несколько увеличивается с ростом числа Рейнольдса жидкости. Это значение близко по величине к половине длины волны волн медленной ряби (показано крестами для $Re_L=180$). Таким образом, хотя гребень волны медленной ряби может существенно деформироваться на первых стадиях расширения кратера, расширение кратера ограничено волновой структурой пленки жидкости.

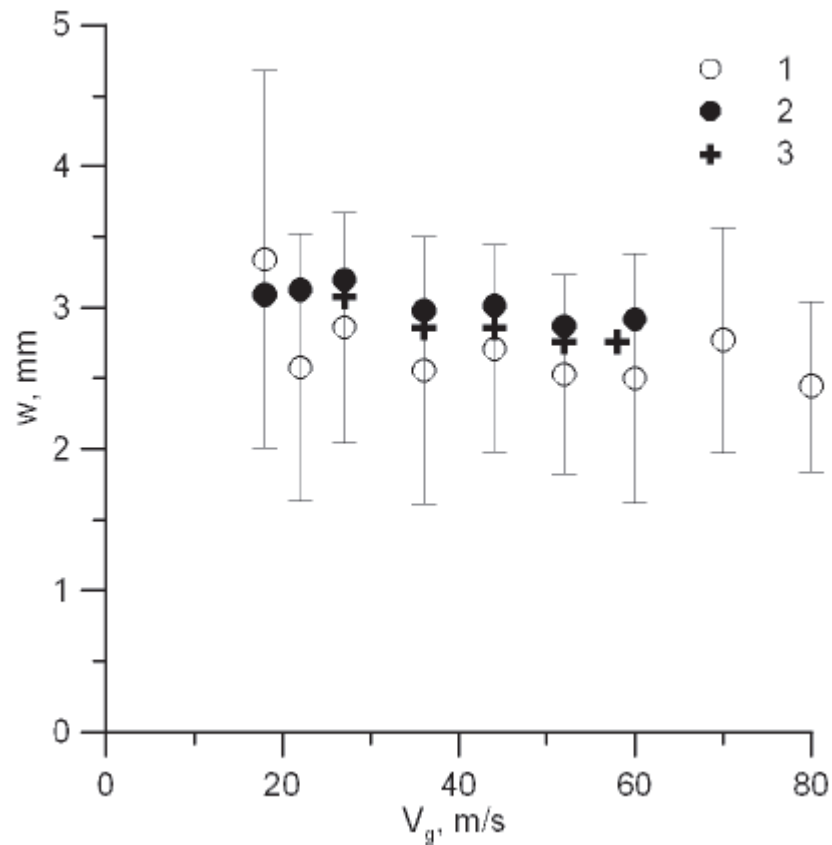


Рис. 5.24. Средний максимальный размер кратера в продольном направлении, $Re_L = 180$ (1) и $Re_L = 335$ (2). Половина длины волны волн медленной ряби приведена для случая $Re_L = 180$ (3).

На рис. 5.25 показана зависимость локальной толщины пленки в месте удара (измеряемая в момент, предшествующий удару), а также минимальная толщина пленки на дне кратера. Локальная толщина пленки в месте удара несколько выше средней толщины остаточного слоя (данные приведены на рис. 5.25 вместе с величиной стандартного отклонения толщины остаточного слоя, которая характеризует амплитуду волн медленной ряби). Значение минимальной толщины пленки на дне кратера в несколько раз меньше толщины пленки в момент удара. Для отдельных кратеров эта толщина могла достигать 20-30 мкм.

Время, необходимое для достижения минимальной толщины пленки после удара (время углубления кратера) оценивалось по экспоненциальной аппроксимации зависимости минимальной толщины пленки от времени (см. пример такой аппроксимации на рис. 5.22b). Время определялось как обратная величина к медианному значению декремента. Результаты измерений представлены на рис. 5.26. Характерное время углубления кратера составляло 2,5-4 мс.

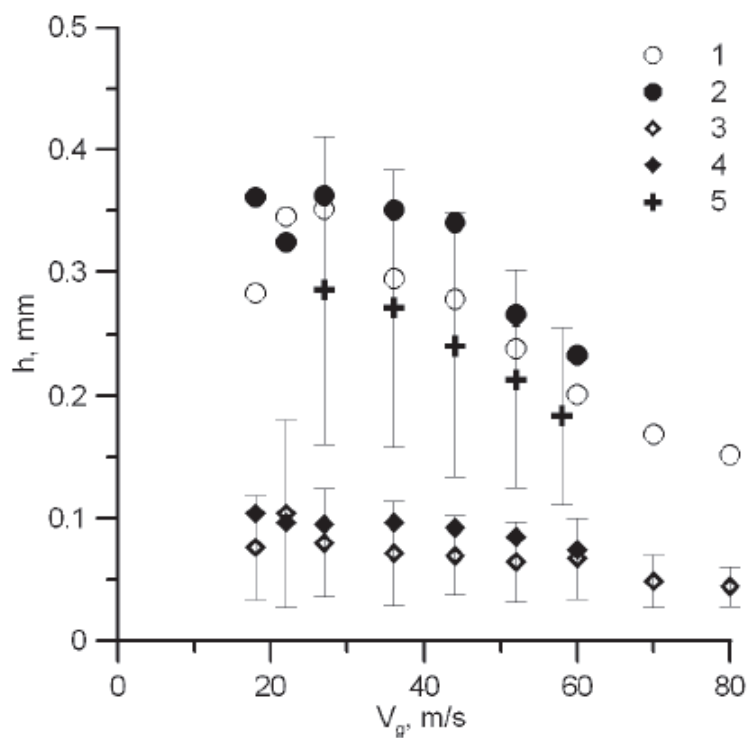


Рис. 5.25. Локальная толщина пленки перед ударом (1, 2); минимальная толщина пленки на дне кратера (3, 4). $Re_L = 180$ (1, 3); $Re_L = 335$ (2, 4). Средняя толщина остаточного слоя жидкости и ее стандартное отклонение приведены для $Re_L = 180$ (5).

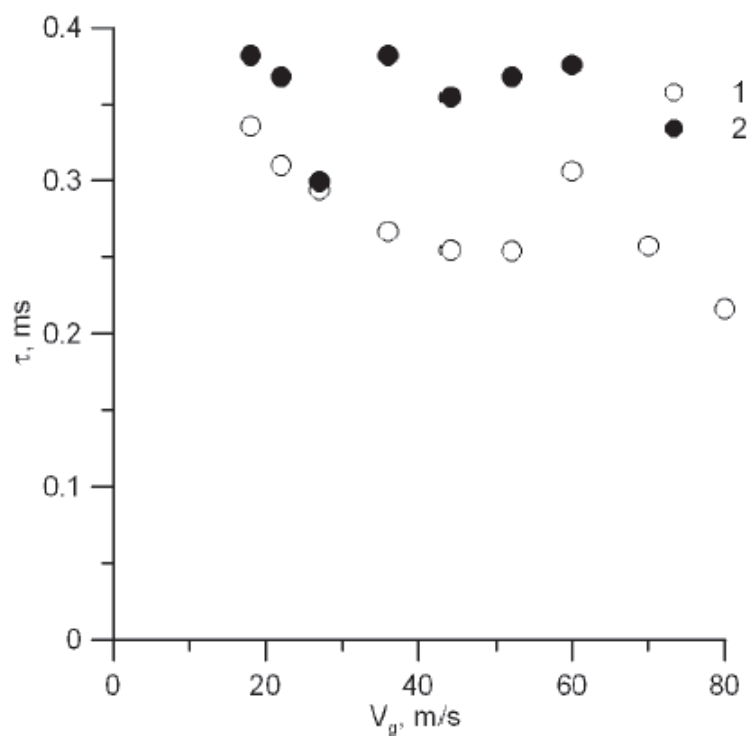


Рис. 5.26. Характерное время достижения минимальной толщины пленки (максимальной глубины кратера). $Re_L = 180$ (1); $Re_L = 335$ (2).

5.2.3. Исследование ударов капель в дисперсно-кольцевом течении в трехмерной постановке

Эксперименты по исследованию ударов капель в трехмерной постановке проводились в горизонтальном прямоугольном канале (установка 4) с пространственным разрешением 40 мкм/пиксель. Размер области измерений составлял 51 мм на 20 мм, частота съемки - 10 кГц. Для каждой комбинации расходов жидкости ($Re_L=220, 360, 520$) и газа ($V_G=25, 30$ и 35 м/с) было получено три записи длительностью 0,2 секунды. Измерения проводились на расстоянии 1,6 метра от входа в канал, в качестве рабочей жидкости использовалась вода с добавлением Родамина 6Ж в концентрации 15 мг/л.

Обнаружение и классификация ударов

Для количественного анализа ударов капель необходимо провести их обнаружение, что само по себе является сложной задачей по сравнению с исследованием искусственно организованных ударов. Капли, осаждающиеся из газового потока, могут ударить по поверхности пленки в любой точке области измерений в любой момент времени. Автоматическая идентификация ударов в принципе возможна, однако требует развития сложных алгоритмов; при этом риск ошибочной идентификации весьма высок. Ошибки могут возникнуть благодаря присутствию в экспериментальных данных большого количества объектов, характеризующихся теми же временными и пространственными масштабами, что и возмущения поверхности пленки вследствие удара капли. Сюда относятся: пузырьки газа, захваченные пленкой жидкости; капли, летящие над поверхностью пленки; оптические искажения под крутыми передними склонами волн быстрой ряби. Такие объекты с большой вероятностью могут вызывать ложные срабатывания алгоритма идентификации ударов либо, искажая форму возмущения поверхности пленки, затруднять идентификацию истинных ударов.

По этим причинам поиск ударов капель производился визуально, с полуавтоматическим определением пространственных координат, x_0 и y_0 , и времени, t_0 , контакта капли с поверхностью пленки. Для облегчения процедуры обнаружения была создана вспомогательная программа, позволяющая осуществлять прокрутку экспериментальных кадров вперед и назад во времени, с выводом их на большой экран, и отмечать каждый удар кликом мыши. Точность определения координат удара составляла 2-3 пикселя. Программа помечает зафиксированные удары во избежание их повторной регистрации, а также позволяет отменить ошибочно или недостаточно точно помеченное событие.

При используемой комбинации частоты съемки и времени экспозиции экспериментальные данные представляют собой высоко дискретную последовательность мгновенных положений

капель и стадий возмущения поверхности пленки. В частности, это означает, что, при достаточно высокой скорости капли, соседние кадры могут фиксировать положение капли вдали от точки удара и уже формирующееся возмущение поверхности пленки вследствие удара капли. По этой причине время удара определялось с точностью до 0,1 мс по первому появлению возмущения поверхности пленки. Координатами удара считались координаты центра формирующегося кратера и начала формирующейся борозды (определения кратеров и борозд см. ниже).

Были зафиксированы все возмущения поверхности пленки вследствие ударов капель, за двумя исключениями. Во-первых, не фиксировались удары в непосредственной близости границы области измерений, поскольку был высок риск потери части информации об ударе за границами видимой области. Во-вторых, не фиксировались удары остатков переходных к уносу жидких структур - жидких сумок и лигаментов - по поверхности остаточного слоя жидкости перед волнами возмущения вследствие трудности описания формы этих объектов. Рассматривались лишь удары капель, уже отделившихся от переходной структуры и принявших шарообразную или эллипсоидальную форму.

По итогам обработки 54000 кадров было зафиксировано более 3600 ударов капель. Данные по относительной частоте ударов капель (определяемой как количество ударов в секунду на квадратном сантиметре поверхности пленки) приведены на рис. 5.27.

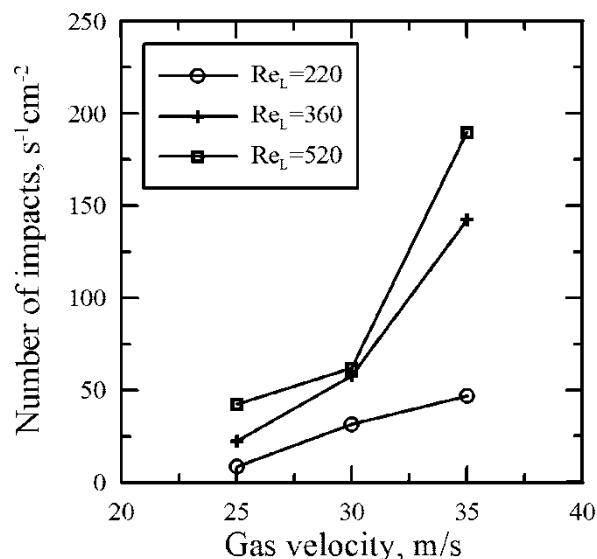


Рис. 5.27. Количество ударов капель в секунду на участке площадью в один квадратный сантиметр.

Частота ударов сильно возрастает с увеличением расходов жидкости и газа. Это неудивительно, поскольку количество ударов капель очевидным образом зависит от количества капель в ядре

газового потока, а расход жидкости, распространяющейся в виде капель, растет с увеличением расходов жидкости и газа. Может показаться странным, что увеличение скорости газа на 40% (с 25 до 35 м/с) приводит к повышению частоты ударов на 400-600%. С другой стороны, срыв капель происходит начиная с некоей критической скорости газа, которая принадлежит диапазону от 16 до 20 м/с (см. рис. 5.10). Различие в скорости газа, отсчитываемой от критического значения, составит 200-300% для исследуемого диапазона режимов.

Повышение расхода дисперсной фазы является не единственной причиной повышения количества ударов. В ходе идентификации ударов было замечено, что локальное количество ударов сильно возрастает при появлении волн возмущения в области измерений. Первый пик в частоте ударов наблюдается перед фронтом волны возмущения, где заметная часть только что сорванных с поверхности пленки капель практически сразу же падает обратно на поверхность остаточного слоя жидкости. Второй пик наблюдается на задних склонах волн возмущения, поскольку этот участок собирает большое количество капель, которые упали бы на поверхность пленки намного дальше вниз по потоку, если бы на их пути не оказалось волны возмущения.

Классификация ударов проводилась визуально. Было обнаружено, что удары капель могут вызывать два типа возмущений поверхности пленки. В первом случае на поверхности пленки возникает кратер, подобный тем, что возникают при нормальном ударе капли по спокойной поверхности (см. 5.2.1). Пример эволюции такого кратера показан на рис. 5.28. На этом рисунке шаг по времени составляет 0,5 мс (показан каждый пятый кадр). В подписи к этому и последующим подобным рисункам также приведены сведения об эквивалентном диаметре капли, d , и ее скорости в горизонтальной плоскости, V_{xy} . Методы определения этих характеристик описаны ниже.

Вследствие асимметрии удара, граница кратера также асимметрична; внешняя стенка, как правило, возникает лишь с подветренной стороны кратера. Как следствие, формирование вторичных капель (образующихся посредством разрушения стенки на струйки и последующего разрушения струек на капли) также, как правило, происходит лишь с подветренной стороны. При малой энергии удара, когда стенка не формируется, возмущение поверхности является приблизительно симметричным. Подробное исследование параметров кратеров и эволюции этих параметров во времени проведено в п. 5.2.2. в рамках двумерного подхода.

Во втором случае падающая капля создает на поверхности пленки длинную узкую "борозду" (см. рис. 5.29). Капля быстро продвигается по поверхности пленки от точки начального контакта, оставляя за собой сильно возмущенную поверхность. Эта поверхность покрыта поперечными "морщинками" с очень короткой длиной волны. Форма возмущения сходна с той, что наблюдалась в работе Cousins & Hewitt (1968), в которой исследовались удары капель, осаждающихся из газового потока на поверхность тонкой остаточной пленки, формируемой из

осаждающихся капель после откачки пристенной пленки жидкости. В отличие от сценария удара с формированием кратера, вдоль поверхности борозды происходит массовый захват пузырьков воздуха. Формирование вторичных капель при таком ударе наблюдается редко и в незначительных количествах.

Приведенные выше наблюдения согласуются с наблюдениями Okawa et al. (2008), исследовавших наклонные удары капель по спокойной поверхности жидкости. В этой работе также была отмечена асимметричность кратера и его короны при углах между траекторией капли и поверхностью жидкости более 20 градусов. Также было отмечено, что при углах менее 20 градусов капли создают протяженные участки сильно возмущенной поверхности жидкости. Хотя в этой работе не приводится упоминаний о захвате пузырьков, типичное возмущение поверхности в таком случае (см. Рис. 1d в работе Okawa et al., 2008) весьма схоже с возмущениями, наблюдаемыми в наших экспериментах. Можно предположить, что схожие закономерности выполняются и в исследуемом случае: при большом угле между траекторией капли и поверхностью пленки на поверхности возникает кратер с асимметричной короной, в то время как при угле менее некоего критического значения (не обязательно количественно совпадающего со значением, полученным Okawa et al.), возникает борозда.

В дисперсно-кольцевом течении поверхность пленки перед ударом не обязательно является горизонтальной. Таким образом, угол удара является суммой двух углов: угла между траекторией капли и горизонтом, α , и угла наклона поверхности пленки перед ударом, β (см. рис. 5.30). В рамках трехмерного ЛИФ-подхода невозможно измерить расстояние от поверхности пленки до капли. Как следствие, невозможно измерить вертикальную компоненту скорости капли, V_z , и угол α . С другой стороны, угол β может быть измерен напрямую, и результаты измерений могут быть использованы для оценки снизу критического значения угла удара.

Третий сценарий удара связан с выживанием осаждающейся капли. Пример такого удара показан на рис. 5.31. В точке начального контакта капли с поверхностью пленки формируется либо кратер, либо - реже - борозда. Верхняя часть капли при этом не погружается в пленку жидкости: она продолжает движение с прежней скоростью, в то время как нижняя часть капли уже "прилипла" к поверхности пленки. В результате средняя часть капли растягивается и в итоге разрушается, освобождая верхнюю часть капли и позволяя ей продолжить полет. Скорее всего, этот сценарий реализуется при ударе капель с большой горизонтальной и малой вертикальной компонентами скорости по гребню волны медленной ряби. В настоящей классификации удары с полным или частичным выживанием капли рассматривались отдельно от "обычных" ударов с образованием кратера или борозды, поскольку в этом случае часть кинетической энергии капли не расходуется на возмущение поверхности пленки.

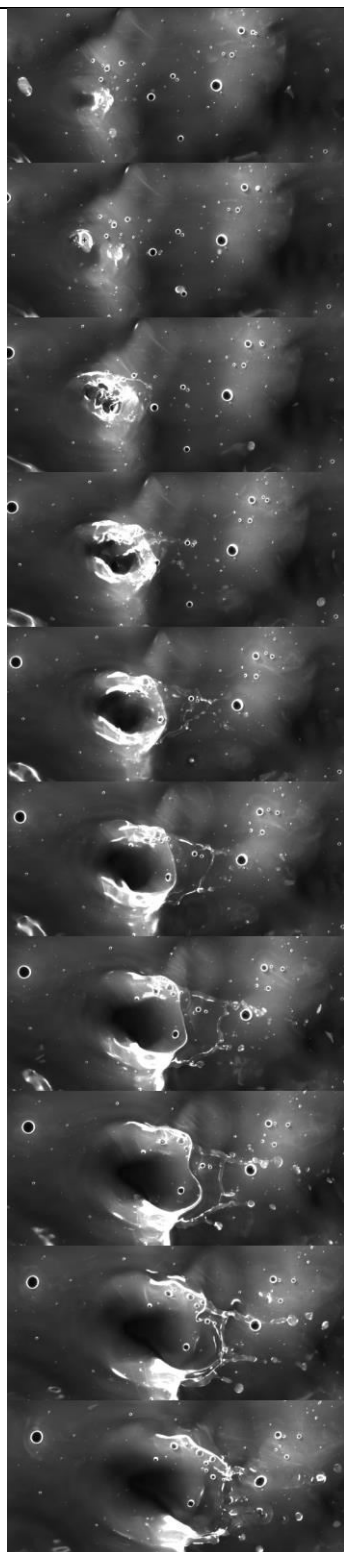


Рис. 5.28. Пример удара капли с формированием кратера и вторичных капель. $V_G=25$ м/с, $Re_L=360$, $T=0,5$ мс; область $22*10$ мм. $d=1,09$ мм, $V_{xy}=9$ м/с.

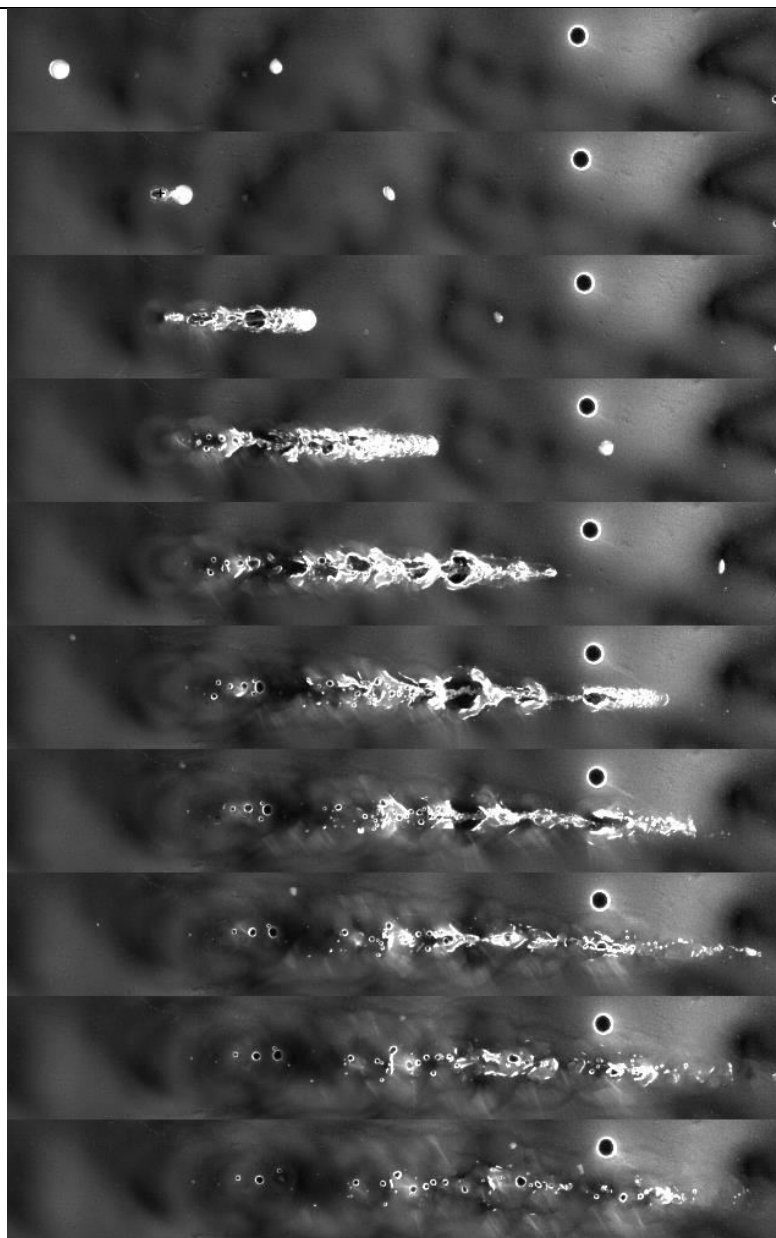


Рис. 5.29. Пример удара капли с формированием борозды и захватом пузырьков газа. $V_G=25$ м/с, $Re_L=220$. $T=0,2$ мс; область $28*4$ мм. $d=0,71$ мм, $V_{xy}=20$ м/с.

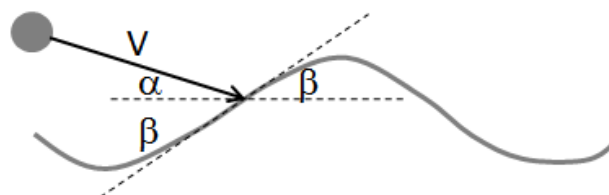


Рис. 5.30. Определение углов удара.

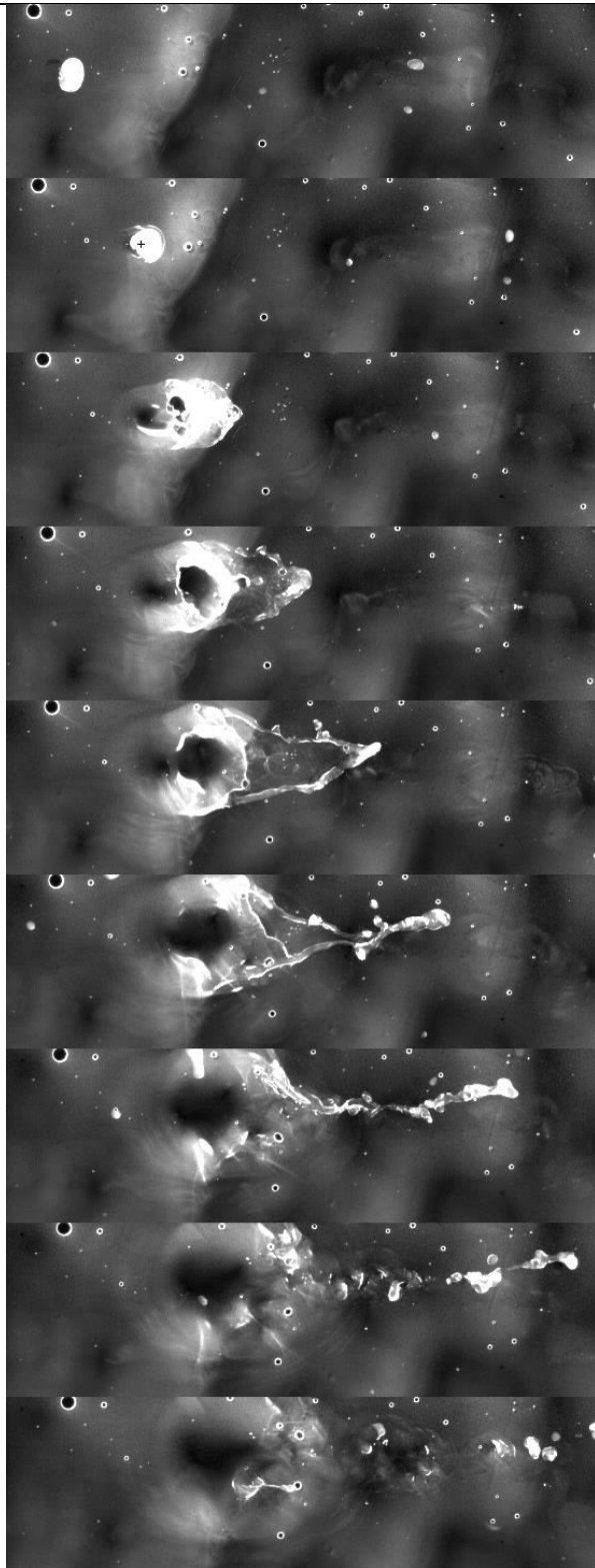


Рис. 5.31. Пример удара с частичным выживанием капли. $V_G=30$ м/с, $Re_L=220$. $T=0,4$ мс; область $22 \times 6,5$ мм. $d=1,23$ мм. $V_{xy}=7,1$ м/с.

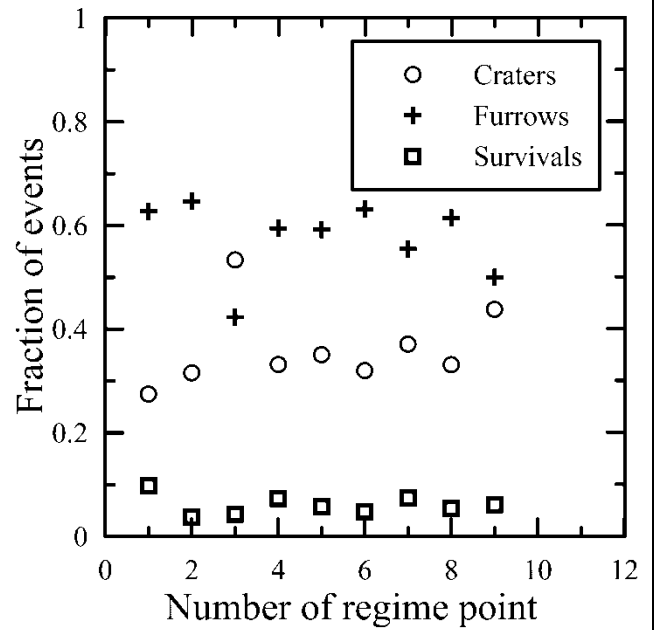


Рис. 5.32. Относительная частота ударов капель с различными сценариями взаимодействия. Каждое значение по оси абсцисс соответствует определенной комбинации расходов жидкости и газа. $V_G=25$ м/с (1-3); $V_G=30$ м/с (4-6); $V_G=35$ м/с (7-9). $Re_L=220$ (1,4,7); $Re_L=360$ (2,5,8); $Re_L=520$ (3,6,9).

На рис. 5.32 показано сравнение относительных частот ударов с различными сценариями для всех комбинаций расходов жидкости и газа. Данные не демонстрируют сильной зависимости от расходов жидкости и газа. Борозды появляются чаще всего, примерно в 55-60% случаев, кратеры - в 30-35%, а частичное выживание капли происходит лишь в ~5% случаев.

Измерение параметров пленки в месте удара

Для количественного исследования сценариев удара капли необходимо знать параметры, определяющие вероятность реализации того или иного сценария. Такие параметры включают в себя как параметры капли, так и параметры пленки в момент удара. Как правило, в ходе дальнейшего исследования, все удары, зафиксированные при различных расходах жидкости и газа, будут анализироваться совместно. Такой подход основан на двух основных предположениях:

- 1) Свойства удара определяются, в первую очередь, параметрами капли и пленки в месте удара;
- 2) Разброс в свойствах падающих капель и локальных параметрах поверхности пленки в одних и тех же условиях значительно превышает изменение средних параметров капель и пленки вследствие изменения расходов фаз.

Измерения параметров пленки сравнительно просты и могут быть проведены автоматически, посредством анализа мгновенных трехмерных профилей поверхности пленки, $h(x,y,t)$, полученных методом ЛИФ. Для каждого удара были измерены три параметра: локальная толщина пленки в месте удара, h_0 ; локальный угол наклона поверхности пленки в месте удара, β ; локальная кривизна поверхности пленки в месте удара, h_c . Для каждого удара с параметрами t_0 , x_0 , y_0 , измерения проводились в момент времени $t_0-0.2$ мс во избежание наложения изображения капли на изображение обрабатываемого участка поверхности пленки. Для обработки выбирался короткий фрагмент продольного сечения области измерений при постоянном y_0 , а именно, $h(x_0-dx:x_0+dx, y_0, t_0-0.2 \text{ мс})$. При измерениях h_0 и β , величина dx выбиралась равной 3 пикселям или 0.12 мм; для оценки h_c , dx был равен 25 пикселям или 1 мм. Перед измерениями матрица $h(x,y)$ сглаживалась двумерным медианным фильтром с размером окна сглаживания 50*50 пикселей (2*2 мм) для снижения вероятности ошибок измерения, вызванных присутствием в исследуемом фрагменте области измерения пузырьков, капель или оптических искажений. h_0 определялась как среднее значение толщины пленки в исследуемом фрагменте; β определялся как арктангенс углового коэффициента линейной аппроксимации этого фрагмента; локальная кривизна поверхности пленки, h_c , в этой работе определялась как коэффициент при квадратичном члене в параболической аппроксимации исследуемого фрагмента.

Для оценки надежности измерений h_0 , β и h_c , была определена среднеквадратичная ошибка каждой аппроксимации, σh_0 , $\sigma \beta$ и σh_c . Был проведен анализ кумулятивных распределений этих величин с целью оценить максимальную ошибку аппроксимации для определенной доли общего количества ударов. Ошибка аппроксимации пересчитывается в абсолютную погрешность измерения величин β и h_c следующим образом:

$$\delta \beta = \arctg(\sigma \beta / 2dx); \delta h_c = 2\sigma h_c / dx^2 \quad (5.14)$$

Здесь $\delta \beta$ и δh_c - абсолютная погрешность измерений β и h_c , соответственно (следует обратить внимание, что величина dx различалась при измерении $\delta \beta$ и δh_c). Результаты оценки погрешностей приведены в таблице 5.2 для различных долей количества ударов.

Таблица 5.2. Максимальная абсолютная погрешность измерений свойств пленки в момент удара для данной доли от общего количества ударов.

Доля ударов	δh_0 , мм	$\sigma \beta$, градусы	σh_c , мм ⁻¹
40	0.014	0	0.014
60	0.024	0.24	0.034
80	0.04	0.95	0.094
90	0.057	2.15	0.194
95	0.078	4.53	0.298

Для подавляющего большинства ударов погрешности измерения величин h_0 и β малы (следует отметить, что стандартное отклонение δh_0 включает в себя реальный наклон поверхности пленки, и, таким образом, превышает реальную погрешность измерения средней толщины пленки). Погрешность достаточно велика для измерений h_c , что связано с большой длиной обрабатываемого фрагмента и большей вероятностью появления оптических искажений, пузырьков и т.д. Следует заметить, однако, что основной целью измерения кривизны поверхности пленки в данной работе является определение, происходит ли данный удар на гребне волны или во впадине между волнами. Для этой цели достаточно определить знак кривизны поверхности.

Распределения ударов по этим трех параметрам приведены на рис. 5.33 отдельно для каждого из сценариев удара по всему диапазону расходов жидкости и газа. Большинство ударов с формированием борозды или частичным выживанием капли происходят на участках с малой толщиной пленки (рис. 5.33а), т.е., на участках остаточного слоя между волнами возмущения. Удары с формированием кратеров происходят в значительно более широком диапазоне значений h_0 ; большая часть таких ударов происходит на поверхности волн возмущения (т.е., для значений h_0 выше примерно 0,5 мм).

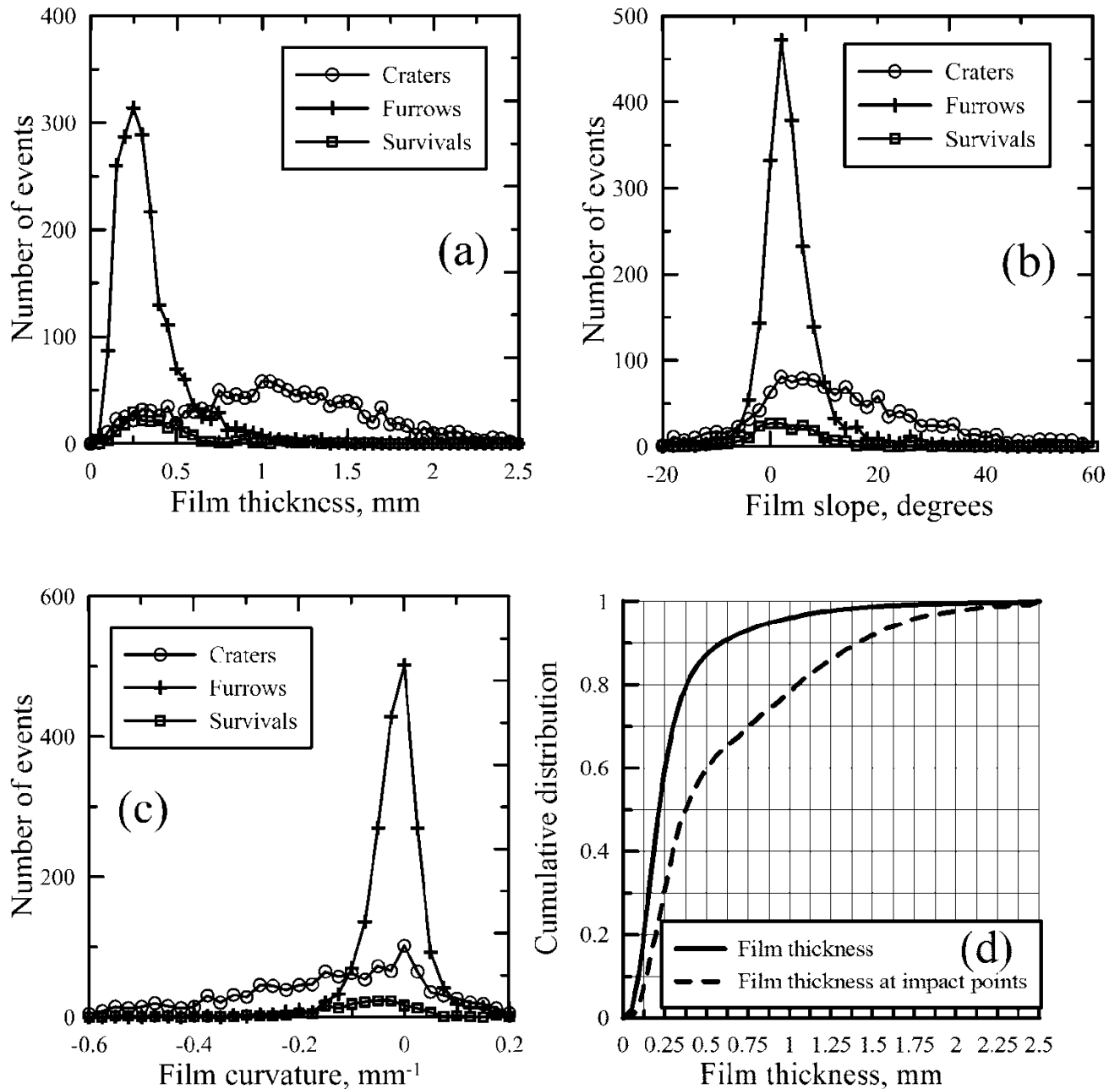


Рис. 5.33. Распределения ударов капель по толщине пленки (a), наклону пленки (b) и кривизне поверхности пленки (c) в момент удара. На рис. (d) приведено сравнение кумулятивных распределений всех значений толщины пленки и значений толщины пленки в момент удара.

Кроме того, все удары с формированием борозд или выживанием капель происходят в диапазоне углов наклона поверхности пленки от -5° до 10° (рис. 5.33b), в то время как кратеры формируются в широком диапазоне углов наклона. Этот результат согласуется с приведенной выше гипотезой о влиянии угла удара на сценарий взаимодействия капли с поверхностью пленки. Разумно предположить, что угол α (см. рис. 5.30) положителен для осаждающихся капель, и, следовательно, полный угол удара, $\gamma \geq \beta$. Okawa et al. (2008) предположили, что

критический угол, ниже которого не происходит формирования вторичных капель, равен 20° . Таким образом, значительная часть ударов с формированием кратера принадлежит диапазону углов $\beta \geq 20^\circ$ (следовательно, $\gamma \geq 20^\circ$), в то время как для ударов с формированием борозды весь диапазон углов β ниже критического на $10\text{--}25^\circ$. Это наблюдение также согласуется с данными, представленными на рис. 5.33 (а), поскольку волны медленной ряби на поверхности тонкого остаточного слоя жидкости обладают меньшими наклонами поверхности по сравнению с волнами возмущения и волнами быстрой ряби на волнах возмущения. Данные по кривизне поверхности приведены на рис. 5.33(с). Большинство ударов происходит на поверхностях с отрицательной кривизной, т.е., на гребнях волн быстрой или медленной ряби. Такой удар и в самом деле более вероятен, чем попадание капли в провал между волнами ряби. Волны быстрой ряби, на поверхности которых в основном происходят удары с формированием кратера, обладают большей кривизной, чем волны медленной ряби. Интересно отметить, что удары с выживанием капли в общем случае характеризуются большей отрицательной кривизной поверхности пленки по сравнению с ударами с формированием борозды. Это наблюдение соответствует предложенному выше объяснению явления выживания капель при ударе, в рамках которого предполагалось, что такие удары происходят на гребнях волн медленной ряби. На рис. 5.33(d) показано сравнение распределений толщины пленки в момент удара, h_0 , с полным распределением толщин пленки, h , в кумулятивной форме. Хотя остаточный слой жидкости занимает примерно 80% поверхности пленки, на его поверхности происходит лишь 50% ударов. Таким образом, на поверхности волн возмущения удары капель происходят 4 раза чаще, чем на поверхности остаточного слоя. Как было отмечено выше, волны возмущения "ловят" большое количество осаждающихся капель.

Измерение параметров падающей капли в месте удара

Измерение параметров капель является более сложной задачей вследствие высоких скоростей и малых размеров капель. В сочетании с относительно низкой для этой цели скоростью съемки эти особенности повышают сложность и риск ошибки для автоматического отслеживания капель. Сложность и риск усиливаются вследствие наличия поперечной (вдоль y -координаты) компоненты скорости капель, а также наличия пузырьков, других капель и оптических искажений. Как следствие, обработка свойств капель проводилась в полуавтоматическом режиме. На первом этапе отслеживалось пространственное положение каждой капли в моменты, предшествующие удару, начиная с момента времени $t_0 - 0,1$ мс до - при возможности - $t_0 - 0,4$ мс. По координатам центра капли рассчитывались продольная и поперечная компоненты ее скорости, V_x и V_y , посредством линейной аппроксимации зависимостей $x(t)$ и $y(t)$.

Абсолютная скорость капли в горизонтальной плоскости, V_{xy} , рассчитывалась как $V_{xy} = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$.

Измерение размеров проводилось для капель, координаты которых были успешно определены в несколько моментов времени. Как указывалось выше (секция 2.3 и 5.2.2), ЛИФ-изображение капли представляет собой комбинацию эквивалентной толщины пленки, полученной за счет свечения капли, и собственно толщины пленки жидкости. Были использованы два способа отделить изображение капли от окружающей ее пленки жидкости. Первый способ состоял в выделении мелкомасштабной компоненты ЛИФ-матриц, а именно:

$$D(x, y) = h(x, y) - M(x, y). \quad (5.15)$$

Здесь матрица $M(x, y)$ получена применением к матрице $h(x, y)$ двумерного медианного фильтра с окном сглаживания 2 мм * 2 мм. Границы изображения капли определялись по порогу "толщины пленки" в 15 мкм. Ожидается, что такой метод будет искажать параметры особо крупных капель.

Второй способ базируется на том факте, что скорость изменения толщины пленки в данной точке намного меньше скорости движения капель. В этом случае для выделения капель строятся матрицы разницы толщин:

$$FD(x, y, t) = |h(x, y, t) - h(x, y, t - 0,1\text{мс})| \quad (5.16)$$

которые бинаризируются с тем же самым порогом.

Для самых крупных и мелких капель возможна ситуация, когда ее изображения на двух последовательных кадрах перекрываются. Для этого случая матрицы разности конструировались с большим шагом по времени.

$$FD(x, y, t) = |h(x, y, t) - h(x, y, t - 0,5\text{мс})| \quad (5.17)$$

К изображению каждой капли в каждый из моментов, в который были зафиксированы ее координаты, были применены все три метода. В результате для каждой капли были получены до 12 (до 4 моментов времени и 3 способа обработки) ее изображений, которые подвергались визуальному контролю с полуавтоматической фильтрацией ошибочных результатов. Для отобранных изображений определялась средняя площадь капли в горизонтальной плоскости, S_{xy} (количество пикселей, принадлежащих изображению капли). Из этой величины рассчитывался эквивалентный диаметр капли, пренебрегая возможной эллиптичностью капли.

Для некоторых капель было невозможно провести идентификацию в предшествующие моменты времени или измерение размеров. Этому можно предложить ряд объяснений, а именно:

1) Изображения некоторых капель перекрывались с изображениями пузырьков, других капель или оптическими искажениями, что делало каплю неразличимой;

2) Капли с размером менее размера пикселя ($d < 0.04 \text{ mm}$) слабо различимы в ЛИФ-данных;
 3) Мелкие капли более чувствительны к турбулентным пульсациям в газовой фазе. Как следствие, они могут двигаться более хаотично, что затрудняет их отслеживание. Согласно оценкам James et al. (1980), минимальный диаметр отслеживаемых капель составляет 0,15 мм.

В данных экспериментах наблюдается достаточно большое количество капель с размером $d = 0,12 \text{ mm}$ (три пикселя), однако количество капель с диаметром 0,08 мм (два пикселя) крайне мало (см. рис. 5.35). Это наблюдение согласуется с объяснениями (2) и (3). Ситуация, описанная в объяснении (1), также более вероятна для капель малых размеров. В целом, чуть менее пятисот капель (~14% от общего количества обнаруженных ударов) не были идентифицированы или обработаны. Более 87% из этих пропущенных ударов сопровождалось формированием кратера и в 84% случаев не происходило формирования вторичных капель.

Точность измерения скорости и диаметра капель может быть оценена следующим образом. В случае скоростей погрешность определяется как отношение погрешности определения центра капли к расстоянию между центрами изображений капель на последовательных кадрах. Оценка сверху числителя этой дроби равна диаметру капли; оценка снизу знаменателя равна $V_{xy} \cdot 0.1 \text{ мс}$. Медианное значение такой ошибки дает погрешность в 15%, принимая более высокие значения для медленных и крупных капель. Однако такая оценка завышает реальную погрешность измерений по двум причинам. Во-первых, координаты центра капли определяются с гораздо лучшей точностью, что делает числитель дроби равным 2-3 пикселям (~0,1 мм). Во-вторых, для большинства капель измерения проводились в 4 последовательных момента времени, что дает три независимых измерения скорости и в 2-3 раза увеличивает знаменатель дроби. Итоговая погрешность составляет 1% для самых быстрых капель с $V_{xy} = 35 \text{ м/с}$; 2% для $V_{xy} = 15 \text{ м/с}$ и 15% для самых медленных капель с $V_{xy} = 2 \text{ м/с}$. Абсолютная погрешность для этих случаев примерно одинакова и составляет порядка 0.3 м/с.

Ряд источников погрешностей при измерении размеров капель ЛИФ-методом проанализирован в п. 5.1.1 (таблица 5.1) для двумерной конфигурации ЛИФ-метода с пространственным разрешением 0,2 мм/пиксель, частотой опроса 50 кГц и временем экспозиции 2 мкс. Были проанализированы следующие источники погрешности:

- ошибка дискретизации, дававшая случайную и достаточно большую (до 10%) погрешность при используемом разрешении;
- ошибка смещения, вызванная положением центра капли в стороне от области измерений, приводившая к систематическому занижению размеров капель на 20-25%;
- ошибка в измерении диаметра, связанная с преломлением света лазера криволинейной поверхностью сферической или эллиптической капли, признанная незначительной;

- ошибка, связанная со "смазыванием" изображения капли при съемке с конечным временем экспозиции, признанная незначительной;
- ошибка, связанная с преломлением света на криволинейной границе волн ряби, приводящая к систематическому завышению размеров капель на 5-10% для диапазона скоростей газа, использованному в настоящих экспериментах.

В данных экспериментах ошибка дискретизации существенно меньше: во-первых, благодаря в 5 раз лучшему пространственному разрешению, во-вторых, благодаря трехмерным измерениям. Трехмерные измерения также дают дискретный набор возможных значений диаметра капли, однако шаг между соседними дискретными значениями существенно уменьшается с увеличением диаметра капли. Например, для $d=0,2$ мм этот шаг составляет 5 мкм или 2.5%. Другим источником случайной погрешности являются ошибки при автоматическом определении границ капли. Эти ошибки не были полностью устранены, однако их влияние было минимизировано при помощи дополнительного визуального контроля, описанного выше. Ошибка смещения не имеет места в трехмерной конфигурации ЛИФ-метода. Обоснование малости ошибки, вызванной рефракцией на поверхности капли, распространяется и на случай трехмерных измерений. Время экспозиции в настоящих экспериментах было в 20 раз меньше. Ошибка вследствие рефракции на поверхности волн ряби остается существенной, хотя, возможно, меньшей, поскольку измеряются лишь размеры капель перед ударом о поверхность пленки, т.е., капель, находящихся достаточно близко к поверхности пленки. Таким образом, случайная погрешность измерений диаметра капли не превышает 10% для случая $d=0.2$ мм и становится намного меньше для более крупных капель. Кроме того, возможно систематическое завышение диаметра капель на 5-10% вследствие преломления света на волнах ряби.

На рис. 5.34(а) приведены распределения осаждающихся на пленку капель по скорости V_{xy} для разных скоростей газа (ширина бина 2 м/с). Данные, полученные при различных расходах жидкости, рассматриваются совместно. Скорости капель распределены в широком диапазоне значений, начиная со значений, в 2-3 раза превышающих скорость волн возмущения (1-2 м/с), вплоть до среднерасходной скорости газа. В экспериментах других авторов (Fore & Dukler 1995, Boulesteix 2010) сообщается о каплях, движущихся быстрее среднерасходной скорости газа, т.е., по-видимому, со скоростью, близкой к максимальной скорости газа на оси канала. Однако в данных экспериментах таких значений не наблюдалось. Это, возможно, связано с недостаточно большим расстоянием от входа в канал для того, чтобы сорванные капли успели набрать максимальную скорость. Однако более важным фактором является то, что рассматриваемые капли очевидным образом находятся не на оси канала.

Несмотря на то, что размер выборки не слишком велик, можно говорить о двух пиках, выделяющихся в распределении: один в области минимальных скоростей, а другой - в области

максимальных скоростей. Первый пик описывает большое количество капель, падающих на пленку вскоре после отрыва благодаря наличию начальной компоненты скорости, направленной в сторону пленки. Второй пик соответствует ограничению максимальной скорости: в нем содержатся все капли, прожившие достаточно долго, чтобы развить максимальную скорость.

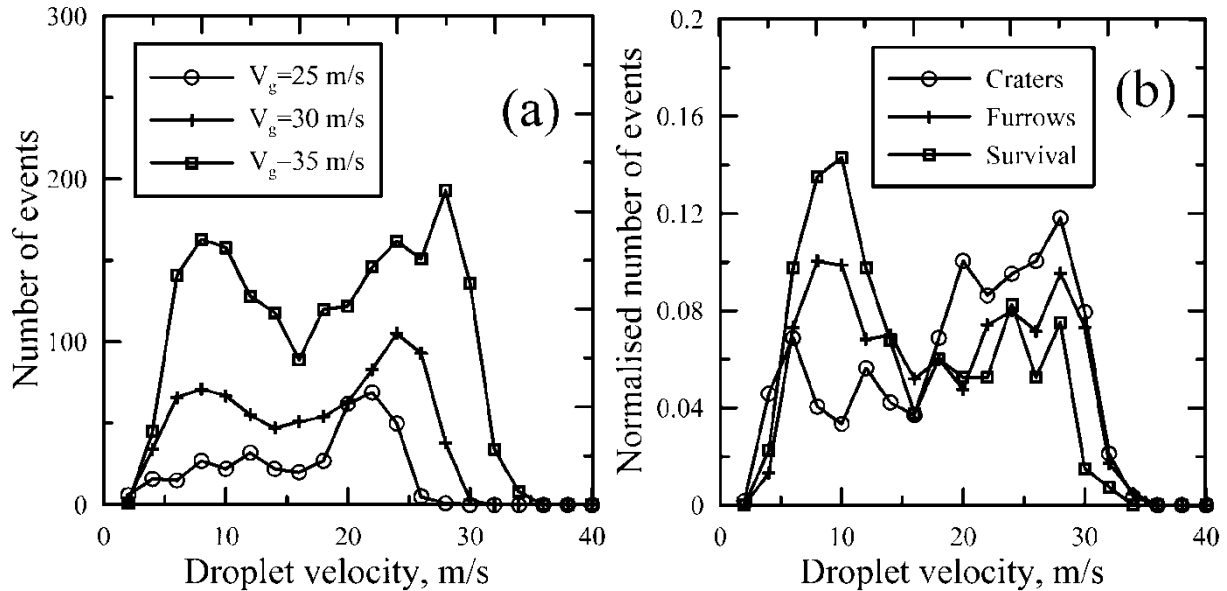


Рис. 5.34. Распределения осаждающихся капель по скоростям. (a) Распределения без различия сценариев удара для разных скоростей газа. (b) Нормированные распределения, отдельно для ударов с различными сценариями, для случая $V_G=35$ м/с.

На рис. 5.34(b) приведено сравнение распределений по скоростям капель с разными сценариями удара, для самого высокого из значений скорости газа. Каждое распределение нормировано на полное количество ударов соответствующего типа. Скорости капель с разными сценариями удара распределены в широком диапазоне значений и явного влияния скоростей капель на сценарий удара не наблюдается. Можно лишь отметить, что при самых низких значениях V_{xy} формирование кратеров более вероятно. Это вполне объяснимо, поскольку при низких V_{xy} угол α будет выше при неизменных значениях неизвестной компоненты V_z .

Распределения капель по диаметру приведено на рис. 5.35(a), отдельно для разных сценариев удара. Ширина бина равна 40 мкм. Можно заметить, что подавляющее большинство капель принадлежит интервалу размеров от 0,1 мм до 1 мм; наблюдались отдельные капли с размерами до 2 мм, однако частота их появления крайне мала. Распределения по размеру для капель, создающих кратеры и борозды, схожи, хотя распределение для "кратеров" сдвинуто в сторону меньших диаметров. Поскольку для более 400 капель, осаждающихся с формированием кратера, размер не был определен в силу его малости, можно ожидать, что реальное различие

между распределениями более существенно. Такое различие может объясняться тем, что для реализации сценария с формированием борозды капля должна быть достаточно крупной, чтобы сохранить часть жидкости после первоначального контакта с поверхностью пленки и деформироваться в процессе движения вдоль поверхности. Выживающие капли также характеризуются сравнительно большими размерами, что объясняется примерно так же: капля должна быть достаточно большой, чтобы деформироваться и быть разделенной на две части.

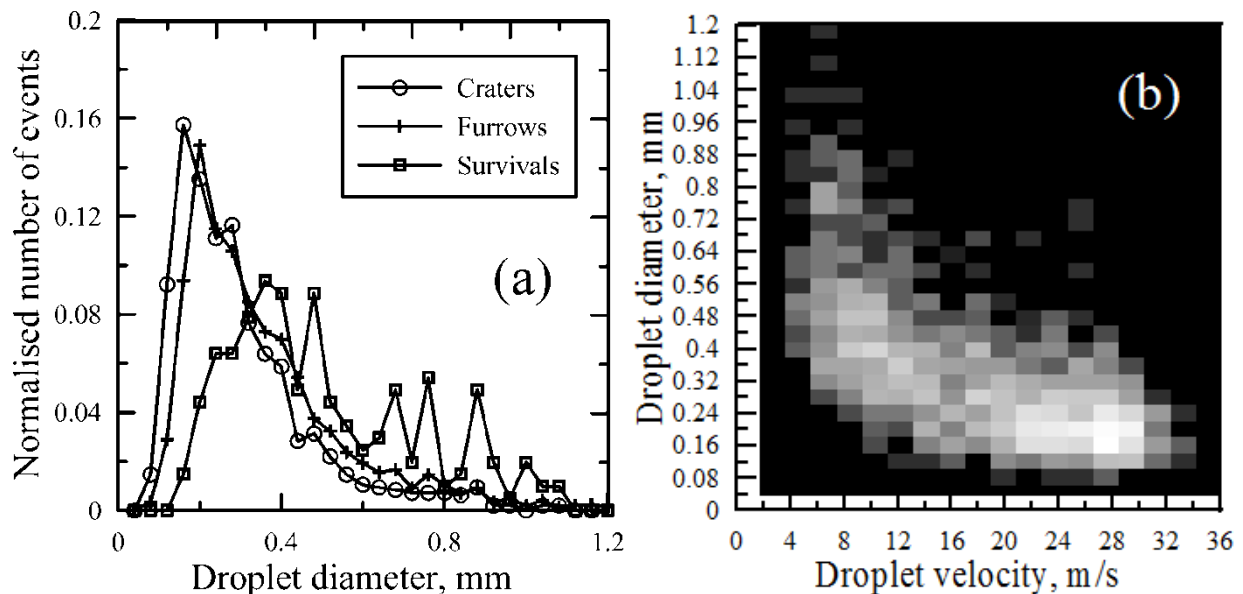


Рис. 5.35. (a) Нормированные распределения все осаждающихся капель по диаметру для всей выборки; (b) Совместные распределения осаждающихся капель по диаметру и скорости, $V_G=35$ м/с.

На рис. 5.35(b) приведено графическое представление совместного распределения всех осаждающихся капель при $V_G=35$ м/с по диаметру и скорости. Количество событий в каждом двумерном бине дано в логарифмическом масштабе. Белый цвет соответствует максимальному количеству капель в бине, черный - отсутствию капель в бине. В целом, скорость капель выше для капель меньшего диаметра, поскольку для ускорения крупных капель газовым потоком требуется больше времени.

Формирование борозд и захват пузырьков

При ударе с формированием борозды, длина борозды увеличивается со скоростью, близкой к скорости капли. В скором времени рост борозды прекращается, происходит затухание возмущений, вызванных прохождением капли, и схлопывание части захваченных пузырьков. В начале этапа роста борозды капля все еще различима. Поверхность пленки за движущейся по ней каплей сильно возмущена и покрыта короткими "морщинками", ориентированными

поперек траектории движения капли и искривляющимися на концах. На рис. 5.36 показаны примеры возмущенной поверхности при разных скоростях капли. В модели Watanabe et al. (2008) предполагается, что подобные структуры формируются вследствие возникновения нескольких вихревых колец за движущейся каплей. Временное разрешение в настоящих экспериментах не позволяет исследовать возникновение и эволюцию этих "морщинок", а также провести проверку гипотезы Watanabe et al. Можно лишь отметить, что длина волны этих возмущений уменьшается с увеличением скорости капли. Последнее представляется правдоподобным, поскольку дестабилизирующий эффект большего сдвига, вызываемого движением более быстрой капли, компенсируется большей силой поверхностного натяжения и, следовательно, меньшим радиусом кривизны поверхности.

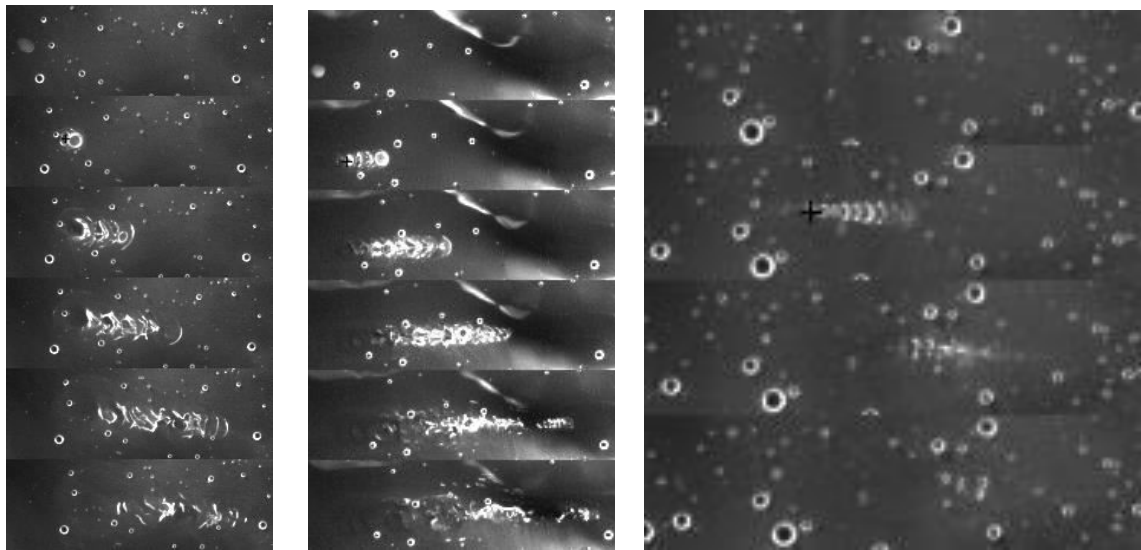


Рис. 5.36. Примеры борозд. (a) $V_G=25$ м/с, $Re_L=520$. $T=0,2$ мс; область 9 мм * 3 мм. $d=0.61$ мм, $V_{xy}=8,3$ м/с. (b) $V_G=35$ м/с, $Re_L=220$. $T=0,1$ мс; область 8 мм * 2 мм. $d=0.43$ мм, $V_{xy}=16,7$ м/с. (c) $V_G=35$ м/с, $Re_L=520$. $T=0,1$ мс; область 7 мм * 1,6 мм. $d=0,28$ мм, $V_{xy}=23,8$ м/с.

Максимальная ширина борозды наблюдается примерно в середине ее длины; ближе к началу и концу борозда сужается. Очевидно, что взаимодействие капли и поверхности пленки является очень сложным процессом, и его полное понимание требует создания сложных теоретических моделей. Однако возможно провести предварительный экспериментальный анализ формирования борозд, приняв сильные упрощающие предположения. Можно выделить два предельных упрощения: 1) капля ведет себя как твердое тело, постепенно погружаясь в пленку; 2) пленка ведет себя как твердое тело, а капля "размазывается" по ее поверхности. В обоих крайних случаях форма борозды будет качественно такой же, как в эксперименте:

локальная ширина борозды соответствует проекции капли на разной высоте на горизонтальную плоскость.

Для описания формы и эволюции каждой борозды, были измерены три ее основных параметра, а именно, длина борозды, L_f , время роста борозды, t_{fg} , и ширина борозды, W_f . Величины L_f и t_{fg} определялись вручную: для каждой борозды осуществлялся вывод на экран фрагмента изображения поверхности пленки с прокруткой вперед / назад во времени от момента t_0 до момента прекращения роста длины борозды. Отметка определяла одновременно координаты конца борозды и время окончания ее роста. После этого ширина борозды определялась автоматически посредством построения вспомогательной матрицы $F(x,y)$ в окрестности борозды:

$$F(x,y) = \frac{1}{t_{fg} - t_0} \left| \sum_{t=t_0}^{t_{fg}} (h(x,y,t) - M(x,y,t)) \right| \quad (5.18)$$

Здесь $M(x,y,t)$ - матрица, полученная в результате применения двумерного медианного фильтра с окном сглаживания 2 мм * 2 мм к матрице $h(x,y,t)$. Площадь, занимаемая бороздой, определялась по пороговому значению матрицы $F(x,y)$. Последнее было пропорционально медианному значению этой матрицы. Величина W_f определялась как среднее значение ширины найденного участка вдоль длины борозды.

Определения величин L_f и W_f проиллюстрированы на рис. 5.37. Для события, показанного на этом рисунке, $t_{fg}=0,3$ мс. На этом рисунке также проиллюстрирована упрощенная концепция, используемая в дальнейшем анализе. Оба упрощения, упомянутые выше, а именно, предположения о постепенном погружении капли в пленку или постепенном размазывании капли по поверхности пленки, приводят к предположению, что длина борозды определяется диаметром капли, d , и углом соударения, γ ; точнее, ожидается, что $L_f=d/tg(\gamma)$. Хотя величина γ неизвестна, в рамках этого предположения ее можно оценить по экспериментально полученной зависимости $L_f(d)$.

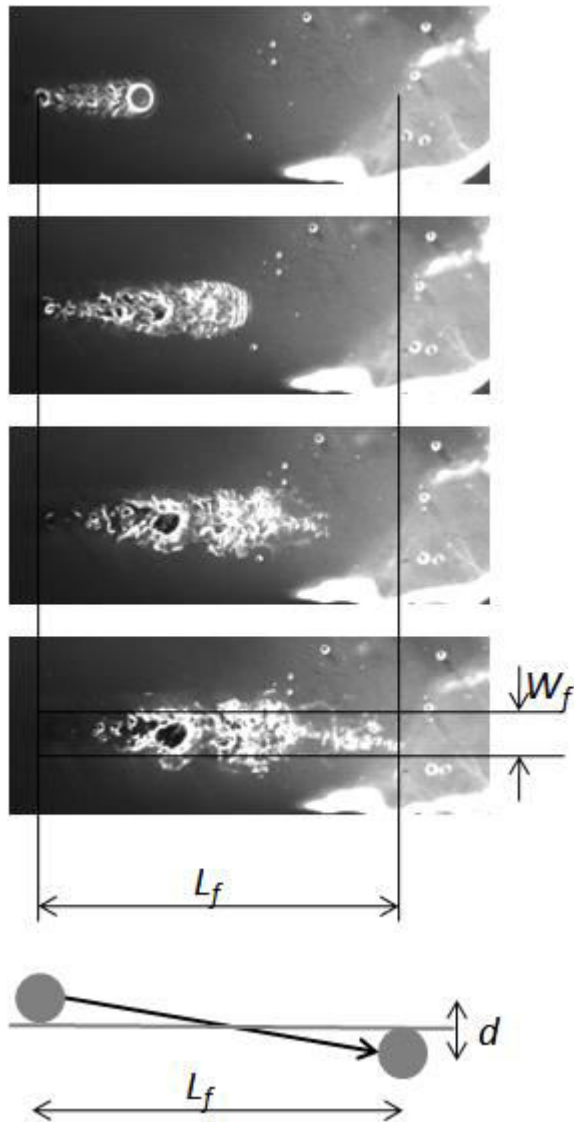


Рис. 5.37. Определение основных параметров борозды.

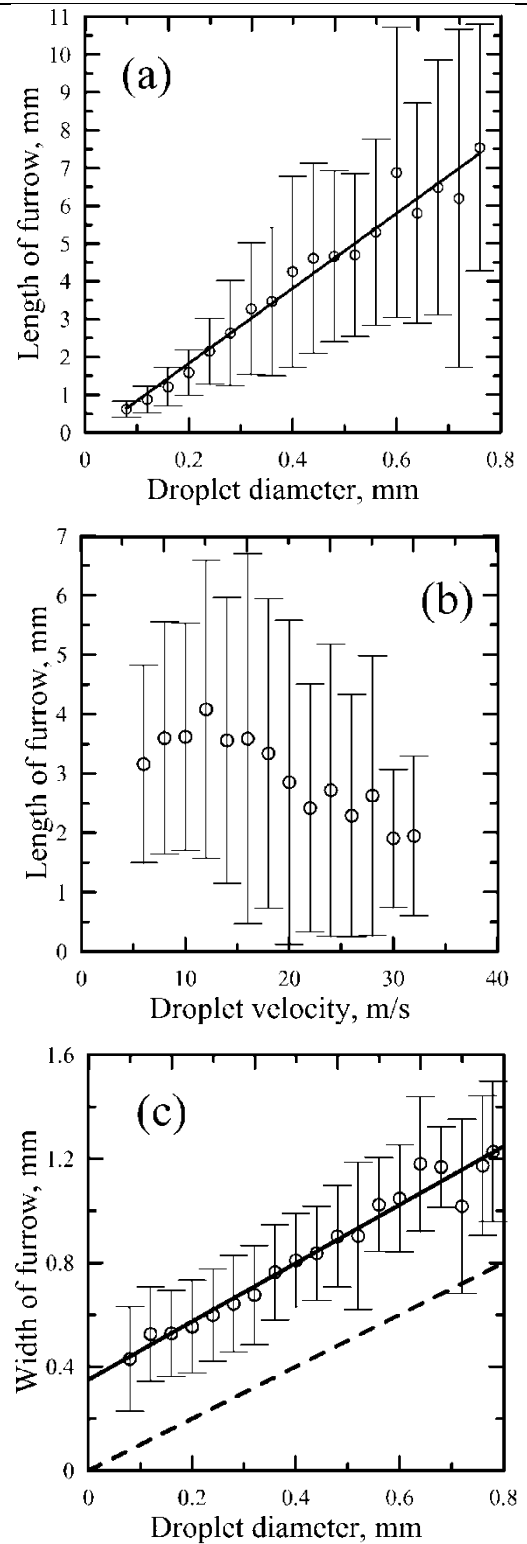


Рис. 5.38. Среднее значение и границы доверительного интервала длины борозд, формируемых каплями из узкого диапазона диаметров (a) и скоростей (b). (c) Зависимость ширины борозды от диаметра капли.

Эта зависимость приведена на рис. 5.38 (а) в форме средней длины борозд, $\langle L_f \rangle$, измеренной для всех капель, принадлежащих узкому интервалу диаметров. Также на этом рисунке приведены значения стандартного отклонения величины L_f в узком диапазоне диаметров, $\pm \delta L_f$. В самом деле, величина $\langle L_f \rangle$ линейно растет с диаметром капли, а наклон зависимости соответствует значению $\gamma = 6^\circ$. Линейная аппроксимация зависимостей $\langle L_f \rangle \pm \delta L_f(d)$ дает оценку интервала углов соударения для 68% ударов с формированием борозды: $4^\circ < \gamma < 12^\circ$. Эти пределы согласуются с измерениями угла β для ударов с формированием борозды, см. рис. 5.33(b).

На рис. 5.38(b) представлена зависимость длины борозды от скорости капли в плоскости x - y . Из этого графика можно было бы сделать вывод, что более быстрые капли в целом порождают более короткие борозды. Однако, как было показано выше, аналогичная зависимость наблюдается между диаметром и скоростью капли (рис. 5.35b). Поэтому можно предположить, что влияние скорости капли на длину борозды определяется уменьшением среднего диаметра более быстрых капель, а не непосредственно их скоростью.

Зависимость средней ширины борозд, формируемых каплями из узкого диапазона диаметров, представлена на рис. 5.38(c). Ее наклон близок к единице (линия $W_f = d$ показана на этом рисунке пунктиром), однако присутствует постоянное смещение примерно в 0,35 мм. Таким образом, существует минимальная ширина борозды даже для самых мелких капель. Последующее увеличение ширины борозды связано с увеличением диаметра капли. В целом зависимость можно описать формулой $\langle W_f \rangle = d + c$, где c - константа, равная 0,35 мм. Следует заметить, что стандартное отклонение величины W_f мало меняется с диаметром капель, в отличие от величины L_f .

Наиболее интересной особенностью ударов с формированием борозды является сопровождающий такие удары захват пузырьков газа пленкой жидкости. Это явление дает наиболее значительный вклад в количество пузырьков, захватываемых пленкой жидкости (см. секцию 5.3). Насколько нам известно, этот сценарий ранее не исследовался. При описании ударов с формированием борозд Cousins & Hewitt (1968) не упоминали захват пузырьков газа; однако на представленных в этой работе фотографиях пузырьки в бороздах вполне различимы. Количество таких пузырьков заметно меньше, чем в наших данных, что объясняется меньшей толщиной пленки в экспериментах Cousins & Hewitt (напомним, что в этой работе исследовались удары капель по тонкой остаточной пленке, формирующейся на стенке канала из капель, осаждающихся после откачки основной пленки).

Удары с формированием кратеров и вторичный брызгоунос

Вторичные капли (брызги) срываются в процессе разрушения короны, формирующейся с подветренной стороны кратера, на мелкие струйки. Количество струек растет с увеличением размеров кратера. К примеру, для крупного кратера, показанного на рис. 5.28, количество струек равно трем. Вторичный брызгоунос приводит к увеличению количества капель в ядре газового потока и уменьшению их среднего размера, поскольку в процессе удара исчезает одна крупная капля и возникает несколько капель меньшего размера. Вторичные капли создаются как из материала капли, так и из материала пленки (см. п. 5.2.1).

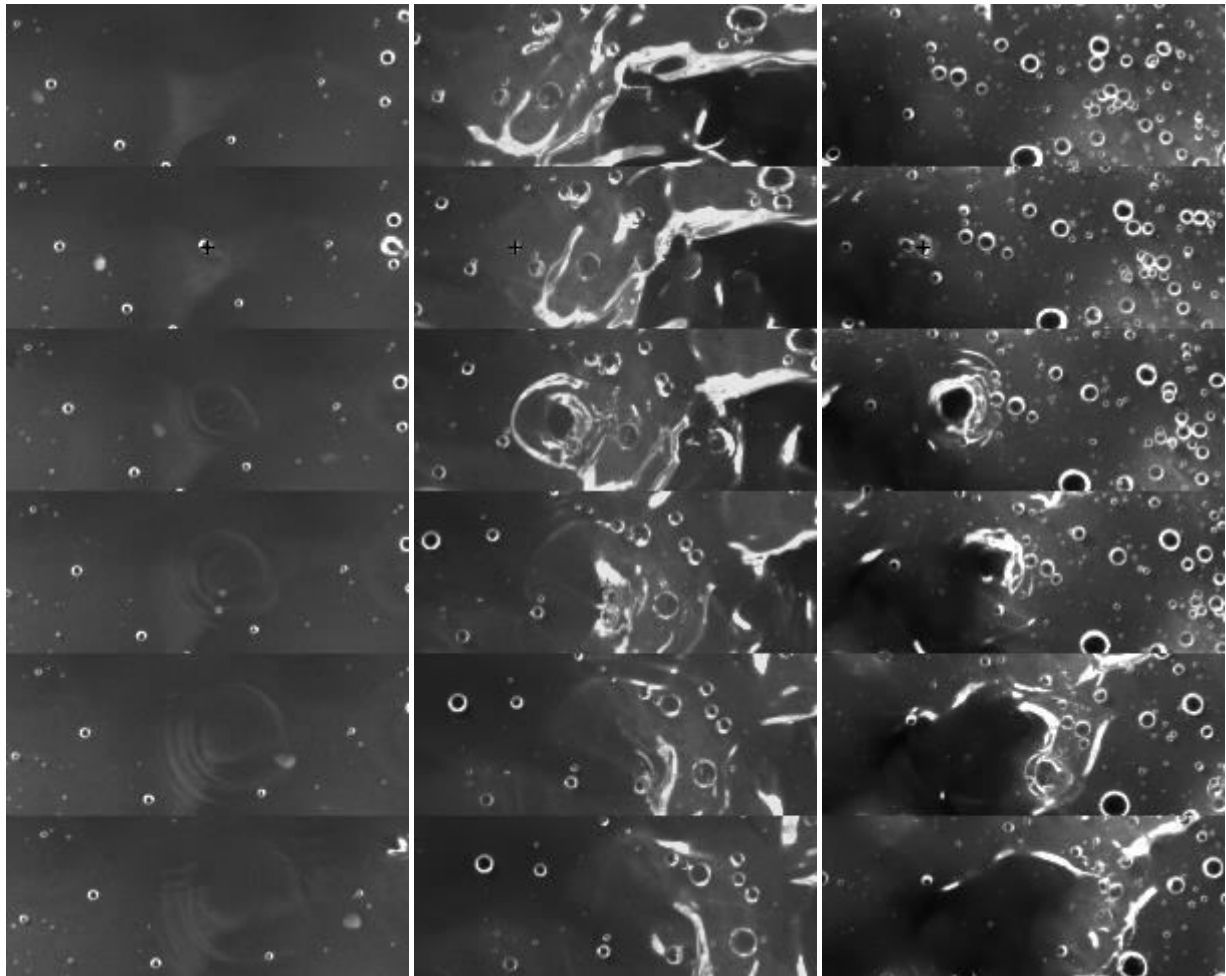


Рис. 5.39. Примеры кратеров без формирования вторичных капель. (а) $V_G=25$ м/с, $Re_L=360$. $T=0,2$ мс; область 8 мм * 3,2 мм. $d=0,15$ мм, $V_{xy}=13,2$ м/с. (b) $V_G=25$ м/с, $Re_L=360$. $T=0,4$ мс; область 8 мм * 3,2 мм. $d=0,24$ мм, $V_{xy}=23,6$ м/с. (с) $V_G=35$ м/с, $Re_L=520$. $T=0,4$ мс; область 8 мм * 3,2 мм. $d=0,27$ мм, $V_{xy}=20$ м/с.

Детальный анализ ударов с формированием кратера показал, что в большинстве зарегистрированных случаев (86% в данных экспериментах) удар не сопровождался формированием вторичных капель (как минимум, для капель достаточно крупных, чтобы быть зарегистрированными измерительной системой при данном пространственном и временном

разрешении). Примеры ударов без формирования вторичных капель представлены на рис. 5.39 (ср. с рис. 5.28). Изредка при таком взаимодействии даже не формируется выраженного кратера (см. рис. 5.39a): возмущение поверхности пленки проявляется в формировании капиллярной волны, расходящейся от точки контакта. В других случаях, при формировании кратера (рис. 5.39b,c), его корона не разрушается на капли. Первичные капли, удар которых приводит к формированию таких кратеров, часто с трудом различимы в экспериментальных данных вследствие их малых размеров (а также, возможно, высокой скорости).

Okawa et al. (2008) использовали параметр K в качестве критерия определения перехода к формированию брызг. Этот параметр является функцией числа Вебера, We , и числа Онезорге, Oh , падающей капли:

$$K = We Oh^{-0.4}; We = \frac{\rho d V_d^2}{\sigma}; Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\rho d \sigma}} \quad (5.19)$$

Здесь ρ - плотность, σ - поверхностное натяжение, μ - динамическая вязкость жидкости.

Следует заметить, что число Oh может быть выражено как:

$$Oh = \frac{We^{0.5}}{Re_d}, \quad (5.20)$$

где Re_d - число Рейнольдса капли, определяемое как:

$$Re_d = \frac{\rho d V_d}{\mu}. \quad (5.21)$$

Таким образом, альтернативным способом выразить K является:

$$K = We^{0.8} Re_d^{0.4}. \quad (5.22)$$

Okawa et al. (а также Liu, 2018) использовали критическое значение $K=2100$ для определения порога образования брызг. Для расчета числа Вебера использовалась абсолютная скорость капли в плоскости x - z . Было показано, что это значение лучше описывает переход, нежели нормальная к поверхности жидкости (вертикальная) компонента скорости капли, V_z .

Для проверки применимости такого подхода к случаю малых углов удара, число K было определено для 764 ударов с формированием кратера без вторичных брызг и 164 ударов со вторичными брызгами. Сравнение соответствующих нормированных распределений по величине параметра K приведено на рис. 5.40(a). Параметр K определялся по горизонтальной компоненте скорости капли, V_{xy} . Лишь 16% капель, удар которых не вызвал формирования брызг, принадлежали к диапазону $K \leq 2100$; для прочих капель значения K были намного выше, вплоть до 30000. Таким образом, параметр K , рассчитанный на основе горизонтальной скорости капли, не описывает переход к формированию брызг. Более того, распределения капель по горизонтальной компоненте скорости практически идентичны для случаев наличия и отсутствия брызг (рис. 5.40b). С другой стороны, наблюдается заметное различие между распределениями капель по диаметру (рис. 5.40c). Если учесть, что для 437 ударов без

формирования вторичных капель размер и скорость падающей капли не было измерены по причине малого диаметра таких капель (см. выше), различие должно быть значительно сильнее.

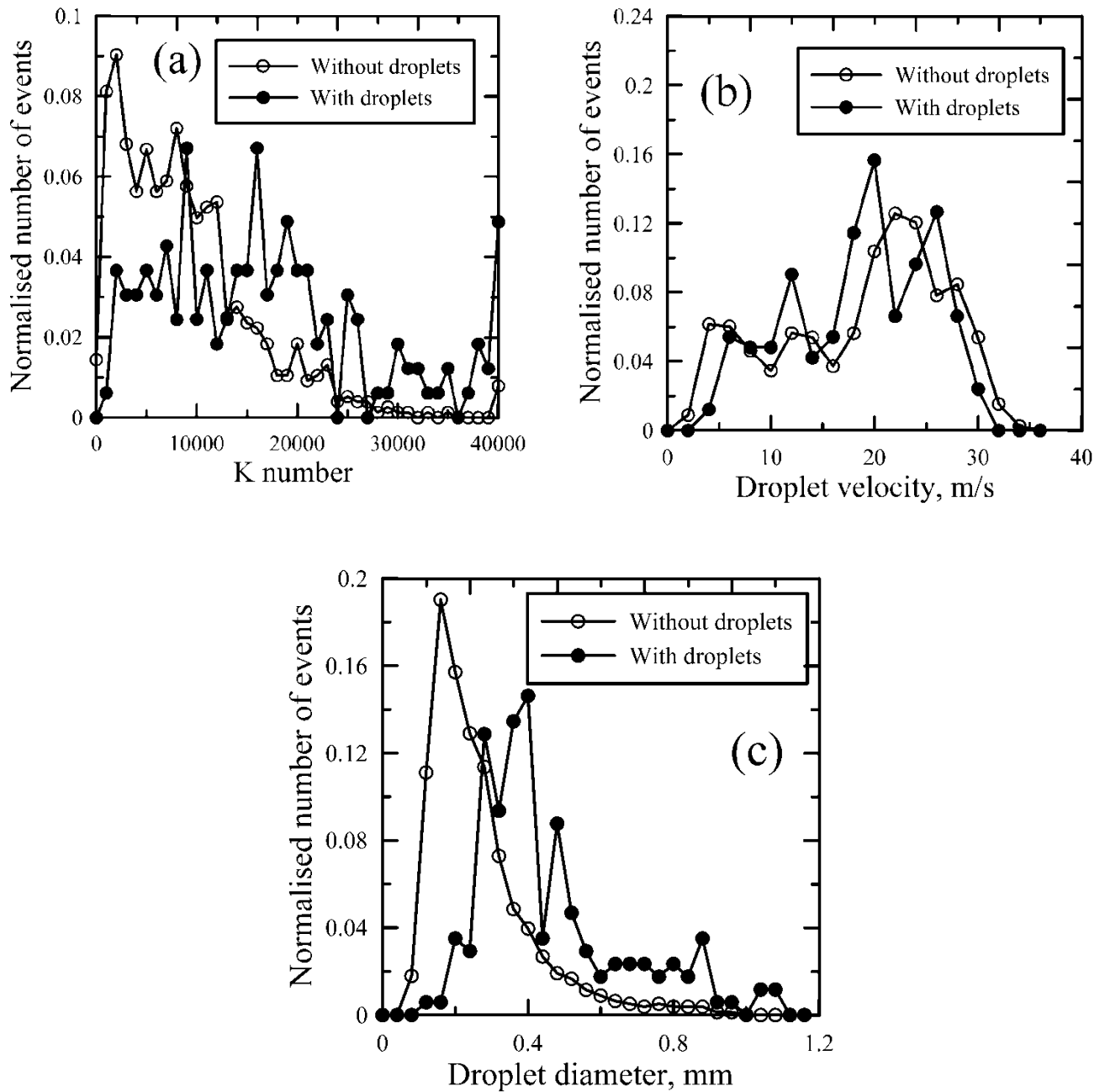


Рис. 5.40. Сравнение нормированных распределений ударов капель с формированием кратеров в условиях наличия и отсутствия вторичных капель. Приведены распределения по величине параметра K (a), по горизонтальной компоненте скорости (b) и по диаметру (c) падающей капли.

Абсолютная скорость капли очевидным образом выражается как $V_{abs} = \sqrt{V_{xy}^2 + V_z^2}$. Таким образом, V_{abs} будет всегда больше V_{xy} , и также не может использоваться в качестве

критерия формирования брызг. Следует отметить, что и в работе Okawa et al. (2008) этот критерий не работал для углов удара менее 30° .

Возможной альтернативой было бы построение параметра K на основе нормальной (вертикальной) компоненты скорости, V_z . В условиях данных экспериментов сложно ожидать больших значений этой величины. Вклад ускорения силы тяжести в V_z ограничен величиной 0,7 м/с (в случае падения капли с "потолка" канала). Другие возможные источники ускорения капли в вертикальном направлении связаны с воздействием вихрей в газовой фазе или локальной поперечной компонентой скорости потока газа (например, при обтекании газовым потоком волны возмущения). Однако вклад этих величин, скорее всего, мал, поскольку капли подвергаются воздействию вихря в течение короткого промежутка времени. К тому же известно, что капли крупнее 0,2 мм не подвержены воздействию турбулентных пульсаций в газовой фазе, см. James et al. (1980). В любом случае, достижение значения $K=2100$ требует скорости $V_z=14$ м/с для капли с диаметром 0,4 мм. Разгон до такой скорости на максимальном расстоянии в 25 мм требует ускорения в 400g, что не представляется реалистичным.

Можно заключить, что число K , построенное на абсолютной или вертикальной скорости капли, не работает в качестве критерия формирования вторичных капель в случае обдуваемых газом пленок жидкости. Очевидно, рассматриваемая ситуация сложнее модельных экспериментов с вертикальным падением сравнительно медленных крупных капель на спокойную поверхность жидкости. Влияние угла падения сложнее простой зависимости, вытекающей из формулы $K=2100$, и замена вертикальной компоненты скорости на ее абсолютное значение не компенсирует сильного изменения угла наклона. Кроме того, критерий на основе параметра K был разработан для падения на глубокий слой жидкости и не учитывает эффекта конечной и зачастую весьма малой толщины пленки в дисперсно-кольцевом течении. Помимо этого, локальный наклон и/или кривизна поверхности пленки также может влиять на генерацию вторичных капель.

Выживание начальной капли

Примерно в 5% случаев наблюдалось частичное или полное выживание капли, ударяющейся о поверхность жидкости. При применении двумерной модификации ЛИФ-метода (см. рис. 5.21с) это явление выглядит как продолжение траектории капли без изменения скорости после возмущения поверхности. В реальном процессе взаимодействия деформируются и капля, и пленка. Ниже рассмотрены несколько сценариев такой деформации.

В первом случае капля сохраняется целиком после взаимодействия с пленкой жидкости (рис. 5.41а). От точки контакта по поверхности пленки расходится капиллярная волна. Волна может расходиться либо радиально, либо только в поперечном направлении, если длина области

взаимодействия достаточно велика. Сама капля также испытывает воздействие со стороны пленки: соотношение ее продольного и поперечного размеров осциллирует во времени. Следует отметить, что такой сценарий взаимодействия реализуется при достаточно малых скоростях капли (менее 6 м/с).

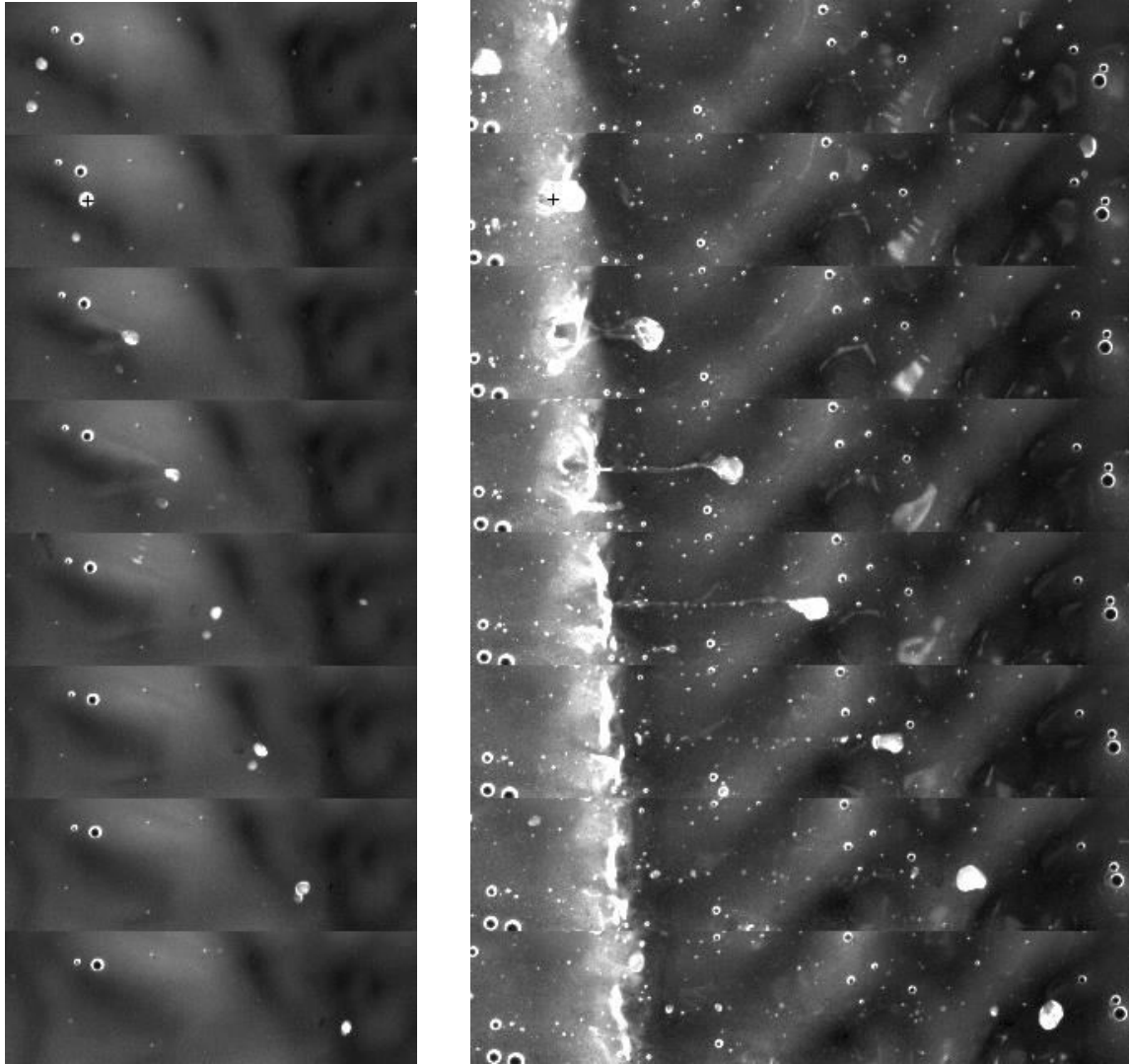


Рис. 5.41. Примеры выживания начальной капли. (а) Полное выживание. $V_G=30$ м/с, $Re_L=220$. $T=0,2$ мс; область 10 мм * 3,2 мм. $d=0,39$ мм, $V_{xy}=5,6$ м/с. (б) Частичное выживание с формированием жидкой нити. $V_G=30$ м/с, $Re_L=360$. $T=0,2$ мс; область 16 мм * 3,2 мм. $d=0,78$ мм, $V_{xy}=10$ м/с.

Во втором случае большая часть капли продолжает движение после контакта, однако в течение некоторого времени капля остается связанной с точкой контакта тонкой жидкой линией (рис. 5.41б). По мере продвижения капли вперед, нить растягивается и в итоге разрывается на очень мелкие капли. Описание механизмов разрушения жидких нитей или лигаментов приведено,

например, в работе Dumochel et al. (2015), см. рисунки 3 и 6 в этой статье. Поверхность пленки в этом случае возмущена значительно сильнее, с формированием кратера или борозды.

В третьем случае между выжившей частью капли и пленкой формируется жидкое полотно ("liquid sheet"), см рис. 5.31 и 5.42. Благодаря натяжению жидкого полотна, основная капля принимает форму наконечника стрелы. По мере растяжения жидкого полотна, на его боковых границах формируется мелкие струйки (см. также рис. 2 в Vu & Dumouchel 2018). В конце концов, и струйки, и центральная часть полотна разрываются на мелкие капли. Выжившая часть капли в этом случае несет уже заметно меньше жидкости, чем до соударения.

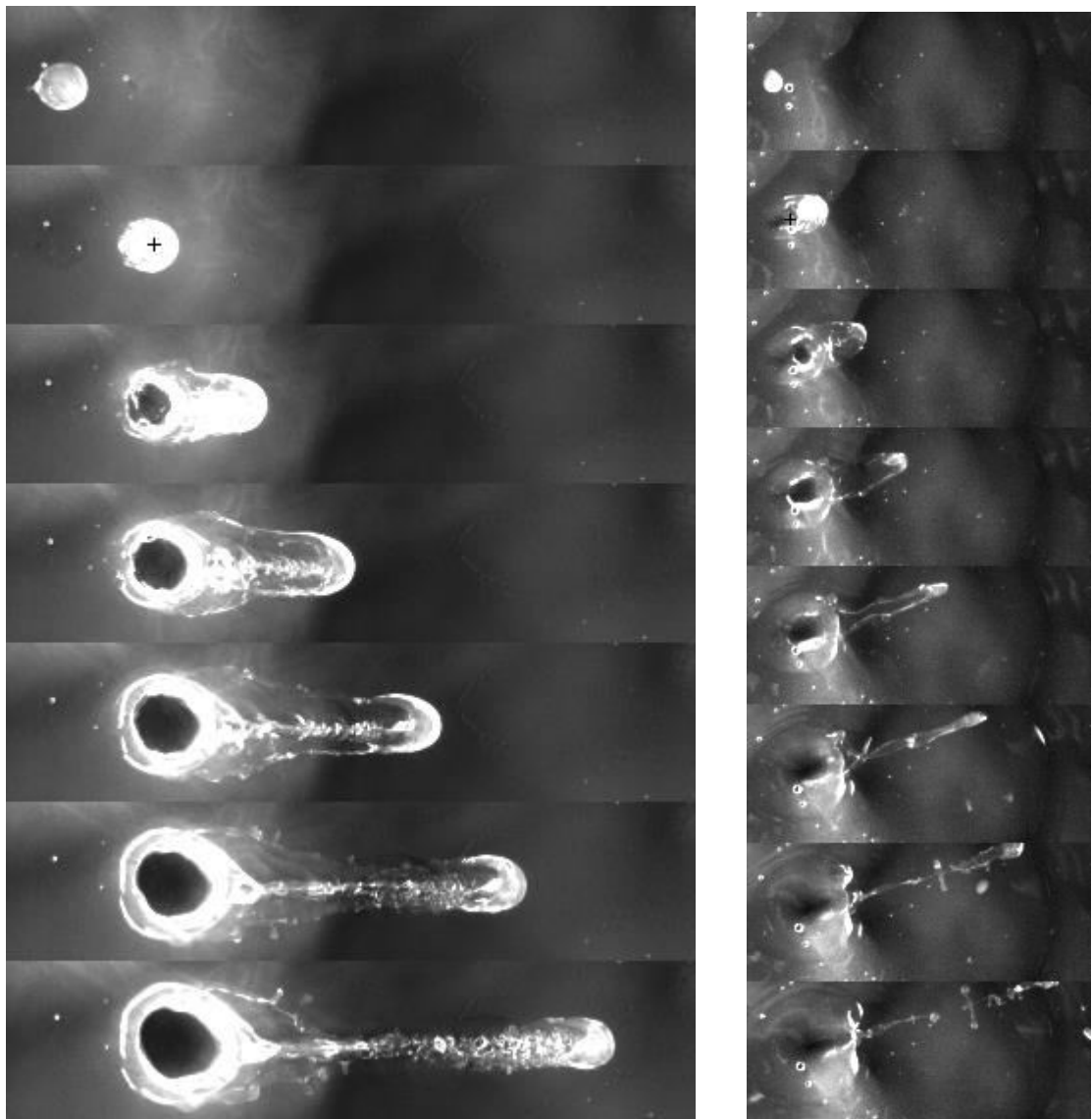


Рис. 5.42. Выживание капли с формированием жидкого полотна (a) $V_G=25$ м/с, $Re_L=220$. $T=0,1$ мс; область 14 мм * 3,2 мм. $d=1,05$ м, $V_{xy}=17,6$ м/с. (b) $V_G=35$ м/с, $Re_L=360$. $T=0,1$ мс; область 8 мм * 3,2 мм. $d=0,61$ мм. $V_{xy}=9,8$ м/с.

Скорее всего, реализация конкретного сценария определяется степенью погружения капли в пленку жидкости. В первом случае капля лишь слегка касается поверхности пленки, не приликая к ней. Возможно, что между пленкой и каплей не происходит даже касания вследствие наличия тонкого воздушного слоя. В других случаях дно капли контактирует с поверхностью пленки, погружаясь в нее на некоторую глубину и создавая кратер или борозду. В то же время, верхняя часть капли продолжает движение. В результате средняя часть капли растягивается между точкой контакта и верхней частью капли. Форма, которую принимает средняя часть капли, зависит от глубины погружения.

Как можно увидеть из рисунков 5.31, 5.33, 5.41-42, выживание капли наблюдается при ударе по гребню волны ряби. Логично предположить, что вертикальная компонента скорости капли в этом случае достаточно мала. Если бы такая капля ударила не по гребню волны медленной ряби, она, скорее всего, сформировала бы борозду на поверхности пленки. Однако, поскольку точка контакта располагается выше уровня остаточного слоя жидкости, верхняя часть капли продолжает свое движение в воздухе и имеет шанс продолжить полет, если оторвется от нижней части.

Cousins and Hewitt (1968) упоминали, что осаждающиеся капли *"испытывали серию отскоков по низкой траектории перед их окончательным поглощением пленкой жидкости"*. Процесс соударения с выживанием капли действительно может напоминать отскок при видеосъемке в плоскости пленки. Другие примеры ударов капель с отскоком описаны в работе Che et al. (2015) для медленных капель, падающих вертикально на пленку жидкости, стекающую по наклонной (45°) пластине. Тем не менее, в большей части исследованных в настоящей работе соударений прилипание и деформация капли четко различимы. Поэтому термин "отскок" применим, возможно, лишь к первому случаю (рис. 5.41a), но наличие отскока не может быть подтверждено в настоящих экспериментах.

Удары с выживанием капли имеют сходство с ударами с формированием кратера и вторичного брызгоуноса. В самом деле, в обоих случаях капля создает кратер на поверхности пленки и вследствие удара формируются несколько капель различного размера. В результате два типа соударений можно легко спутать при наблюдениях. Наилучшим критерием различения двух типов соударения является сохранение скорости ударяющейся капли в случае удара с выживанием. В случае же вторичного брызгоуноса требуется определенное время для формирования короны кратера и ее разрушения, а также для ускорения вновь образовавшихся капель. В частности, высока вероятность того, что примеры "вторичного брызгоуноса", представленные на рис. 7 в работе Pham et al. (2014), на самом деле демонстрируют выживание начальной капли. В обоих случаях капля ударяет по гребню волны ряби, и ее верхняя часть продолжает движение, не теряя скорости и будучи соединенной с точкой контакта. Кроме того,

разрыв с формированием лигамента, представленный в той же работе на рис. 6(с) также может быть ударом с выживанием начальной капли с формированием лигамента (см. рис. 5.41b). Важным отличием между вторичным брызгоуносом и выживанием начальной капли является то, что в случае брызгоуноса новые капли создаются в основном из материала пленки, а в случае выживания - из материала капли. Это различие может иметь значение для приложений, в которых осаждающиеся капли отличаются от жидкости в пленке по химическому составу, физическим свойствам жидкости, температуре и т.д.

5.2.4. Исследование ударов капель в стереоскопической постановке

Как и при исследовании актов отрыва капель, целью проведения экспериментов в стереоскопической постановке является проверка справедливости интерпретаций, предложенных при анализе данных трехмерных измерений, а также выявление особенностей, которые не могут быть обнаружены в трехмерных экспериментах. Условия проведения этих экспериментов описаны в п. 5.1.3.

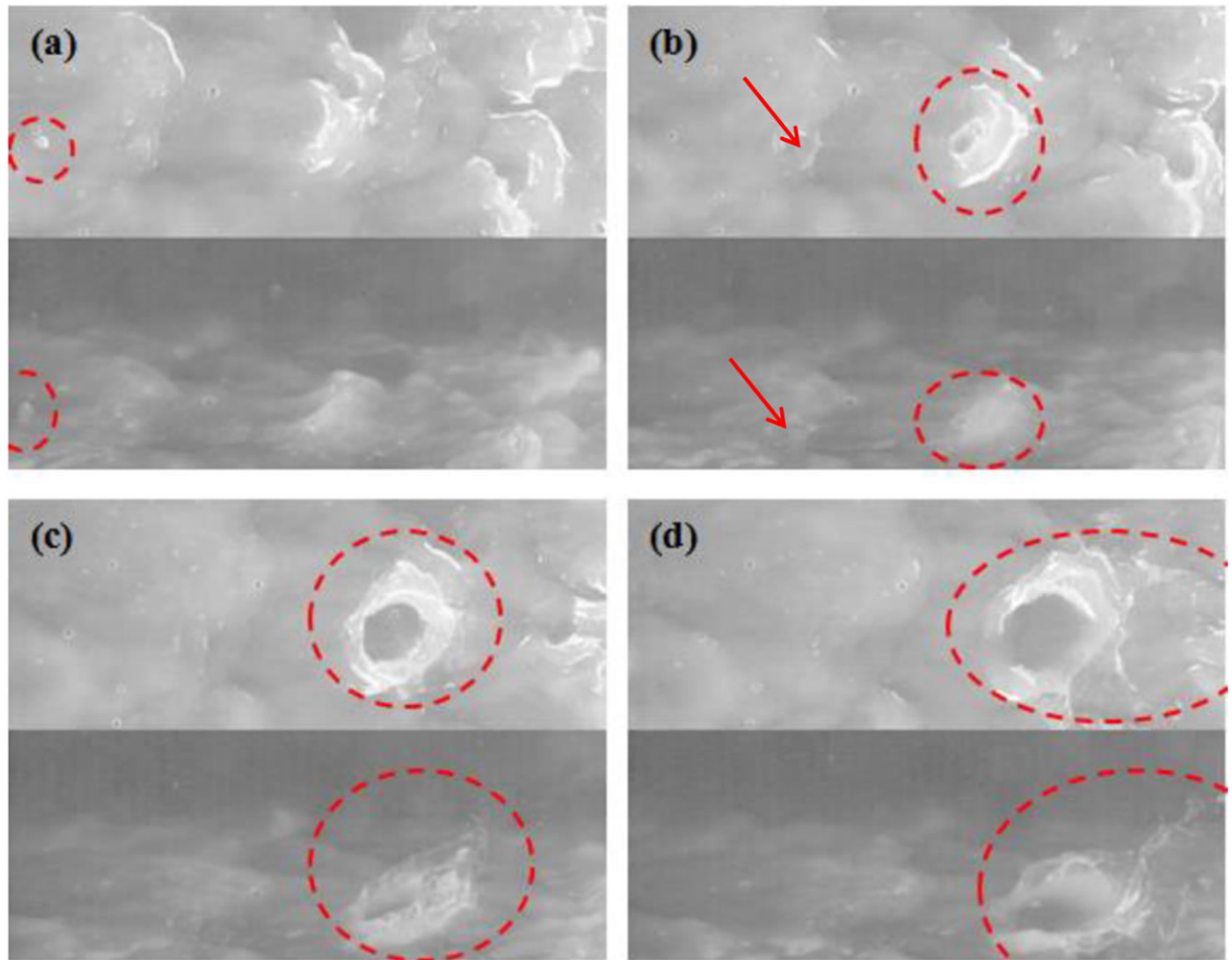


Рис. 5.43. Пример удара с формированием кратера. $Re_L=360$, $V_G=35$ м/с, $T=1$ мс.

На рис. 5.43 представлен пример эволюции удара капли с формированием кратера. Капля, различимая на рис. 5.43(a), движется практически горизонтально. В момент времени 0,3 мс капля испытывает первое соударение, которое происходит с выживанием начальной капли. Нижняя часть капли касается гребня волны медленной ряби и прилипает к ней (место касания указано стрелкой на рис. 5.43b), в то время как верхняя часть продолжает движение. В результате центральная часть капли растягивается, деформируясь в тонкую жидкую нить, различимую на рис. 5.43(b). После разрыва нити удар выжившей верхней части капли приходится по заднему склону волны быстрой ряби (рис. 5.43b) и, несмотря на малый наклон

траектории капли к горизонту, удар происходит с формированием кратера и интенсивным вторичным брызгоуносом (5.43с, d). Как правило, самые крупные кратеры с наиболее сильным брызгоуносом формируются именно при ударах крупных капель по задним склонам волн быстрой ряби. По-видимому, в этом случае реализуется максимальный угол удара. Волна быстрой ряби практически полностью разрушается таким ударом. Формирующиеся в результате удара вторичные капли характеризуются широким спектром размеров и скоростей. Угол наклона начальной скорости капель к горизонту может составлять до 60 градусов.

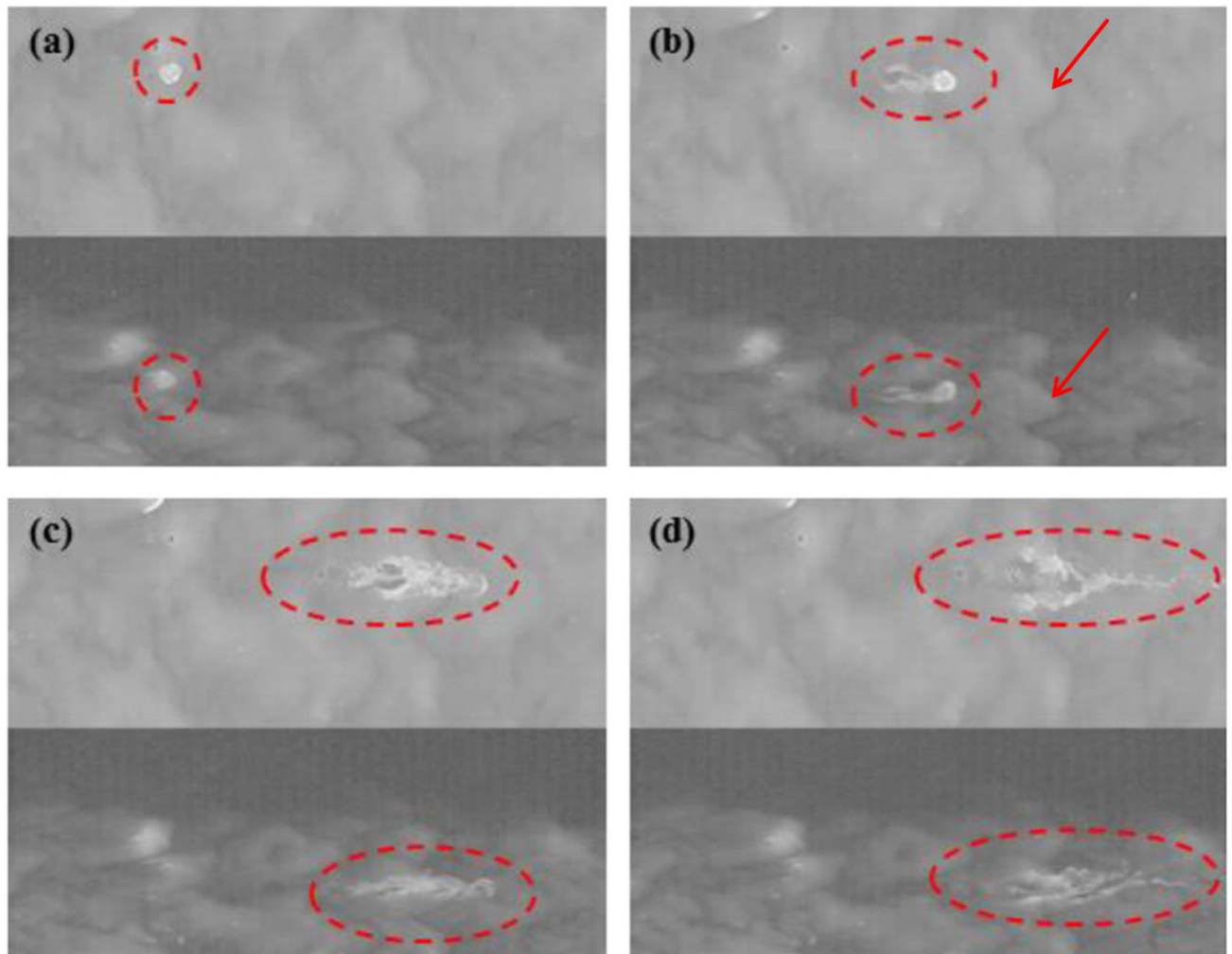


Рис. 5.44. Пример удара с формированием борозды. $Re_L=220$, $V_G=35$ м/с, $T=0,6$ мс.

При ударе по поверхности остаточного слоя, покрытого волнами медленной ряби, удар происходит с формированием борозды (рис. 5.44). Угол наклона траектории капли к горизонту в этом случае также мал (ср. положение капли на рис. 5.44а и положение начала борозды на рис. 5.44b). На рис. 5.44(b) видно, что верхняя часть капли, уже проделавшей борозду длиной в несколько диаметров капли, сохраняет округлую форму и возвышается над поверхностью остаточного слоя жидкости. На рис. 5.44(c) происходит деформация верхней части капли,

которая принимает стреловидную форму, подобно случаю удара с частичным выживанием капли. Действительно, после скольжения по поверхности пленки жидкости, достигнув фронта волны медленной ряби (показан стрелкой на рис. 5.44b), сохранившаяся часть капли отрывается от поверхности пленки и продолжает движение уже над каплей. Сходную картину можно наблюдать на рисунках 5-6 в численном моделировании в работе Xie et al. (2017).

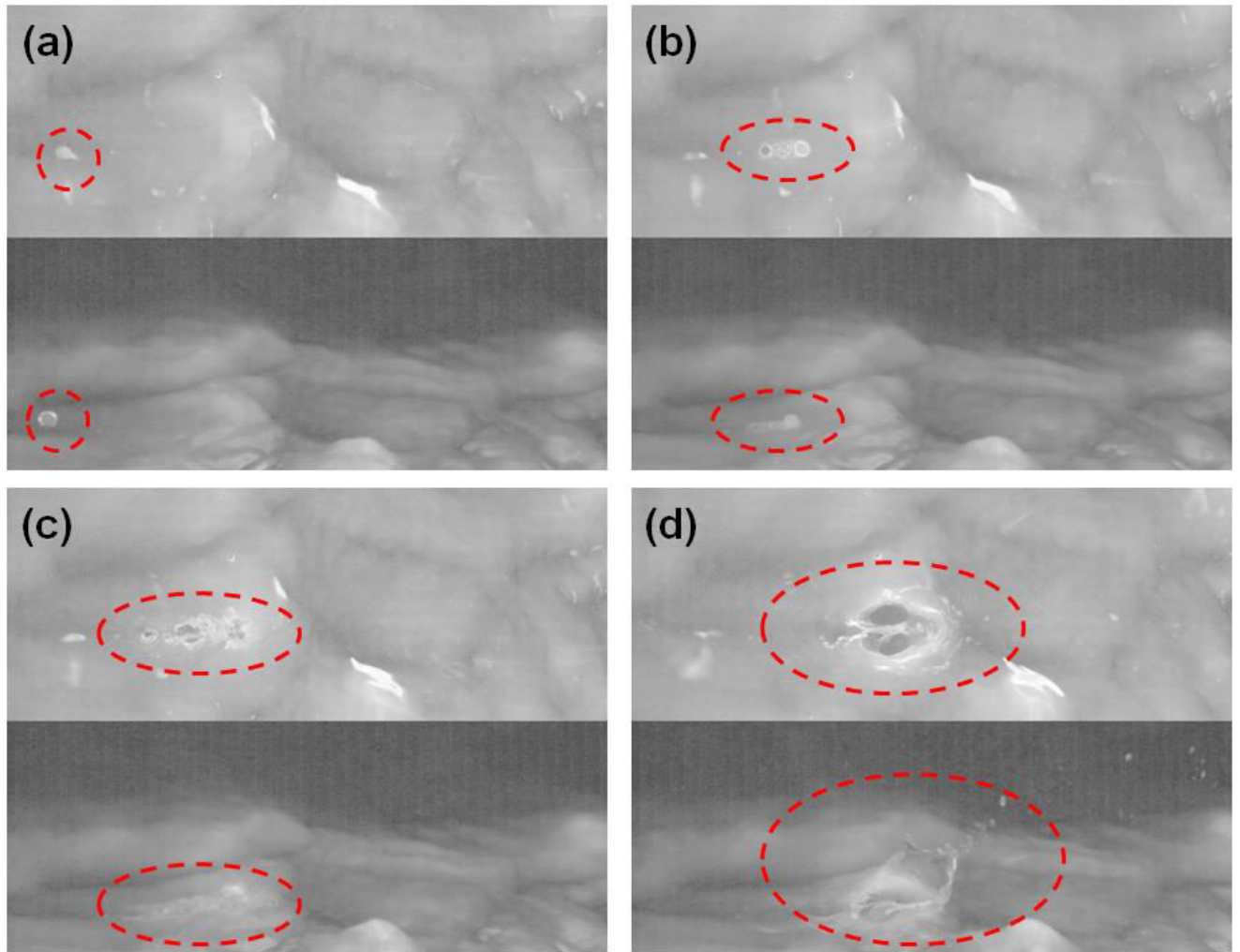


Рис. 5.45. Пример удара с формированием борозды, заканчивающейся формированием кратера. $Re_L=220$, $V_G=35$ м/с, $T=0$ (a), 0,3 мс (b), 0,6 мс (c), 1,6 мс (d).

Стереоскопические наблюдения в целом подтверждают предположение о том, что реализация того или иного сценария удара капли определяется углом удара, равным сумме угла наклона траектории капли к стенке канала, α , и локального наклона поверхности жидкости в точке удара, β . В подавляющем большинстве случаев вертикальная компонента скорости капли много меньше продольной компоненты. Как следствие, угол α крайне редко принимает большие значения, и сценарий удара определяется, в первую очередь, углом β . Так, в примере, приведенном на рис. 5.43, угол α близок к нулю, однако угол β составляет более 30° . Еще одна

иллюстрация этого принципа приведена на рис. 5.45. В этом случае можно наблюдать смешанный сценарий удара: на начальной его стадии капля ударяет под малым углом по поверхности между волнами ряби (5.45a) и скользит по этой поверхности (5.45b-c), формируя борозду, аналогично рис. 5.44(b). Однако, когда на пути скользящей капли встречается препятствие в виде крутого заднего склона волны ряби, скольжение заканчивается ударом с формированием кратера и значительным брызгоуносом (5.45d).

5.3. Исследование пузырьков газа, захваченных пленкой жидкости

5.3.1. Применение метода ЛИФ к исследованию пузырьков газа

Исследование захваченных пленкой жидкости пузырьков газа проводилось на основе тех же экспериментальных данных, что и исследование ударов капель в трехмерной постановке (см. п. 5.2.3). Хотя измерения в рамках двумерного подхода возможны и достаточно информативны на качественном уровне (см. Alekseenko et al. 2013d), такие данные содержат существенную неопределенность, связанную с движением пузырьков в поперечном направлении (вдоль оси y) и, как следствие, частым выходом пузырьков из исследуемого сечения и вариацией их видимого размера вследствие нецентрального расположения пузырька. Для пузырьков колебания в поперечном направлении проявляются значительно сильнее, чем в случае капель, поскольку пузырьки следуют за движением жидкости (подробнее см. 5.3.4) и реагируют на поперечные перетоки жидкости, связанные с трехмерностью волн. По этой причине результаты исследований динамики пузырьков в двумерном подходе в настоящей работе не приведены. С другой стороны, в данной работе также не приведены исследования динамики пузырьков в рамках стереоскопического подхода. Последнее отчасти оправдано тем, что вертикальная координата пузырьков ограничена толщиной пленки жидкости, и связанная с этим неопределенность достаточно мала. Кроме того, использование описанной выше конфигурации стереоскопического подхода осложняется искажением изображения пузырька поверхностью пленки. В будущем возможно проведение стереоскопических экспериментов по исследованию пузырьков с расположением камеры бокового обзора с нижней стороны канала и наблюдением пузырьков сквозь дно канала.

Как было описано в главе 2, изображения пузырьков газа в ЛИФ-данных обладают характерными особенностями, позволяющими сравнительно легко провести их автоматическую идентификацию одновременно с исследованием пространственно-временной эволюции волн различных типов на поверхности пленки жидкости. Алгоритм автоматической идентификации пузырьков базируется на следующих наблюдениях. Во-первых, характерный размер пузырьков значительно меньше размеров волн медленной и быстрой ряби, не говоря о волнах возмущения. Таким образом, волны и пузырьки могут быть разделены на основе их пространственного масштаба. Во-вторых, форма захваченного пленкой пузырька в ЛИФ-данных имеет характерные отличительные черты, такие как "провал" в центральной части пузырька и тонкое кольцо высокой толщины пленки на его границе. Благодаря этому в ЛИФ-данных пузырьки легко идентифицировать и отделить от капель по сравнению с другими методами визуализации. Рисунок 5.46 иллюстрирует основные этапы применения алгоритма к небольшому фрагменту ЛИФ-данных. На первом этапе изображение разделяется на низко- и высокочастотную

компоненты посредством применения медианного фильтра с окном 50×50 пикселей ($2 \text{ мм} \times 2 \text{ мм}$). Низкочастотная составляющая соответствует толщине пленки жидкости в волнах возмущения и волнах быстрой и медленной ряби (рис. 5.46d). Высокочастотная составляющая связана с пузырьками, каплями, оптическими искажениями и определяется как разность между исходным сигналом и сигналом, прошедшим медианную фильтрацию (рис. 5.46b).

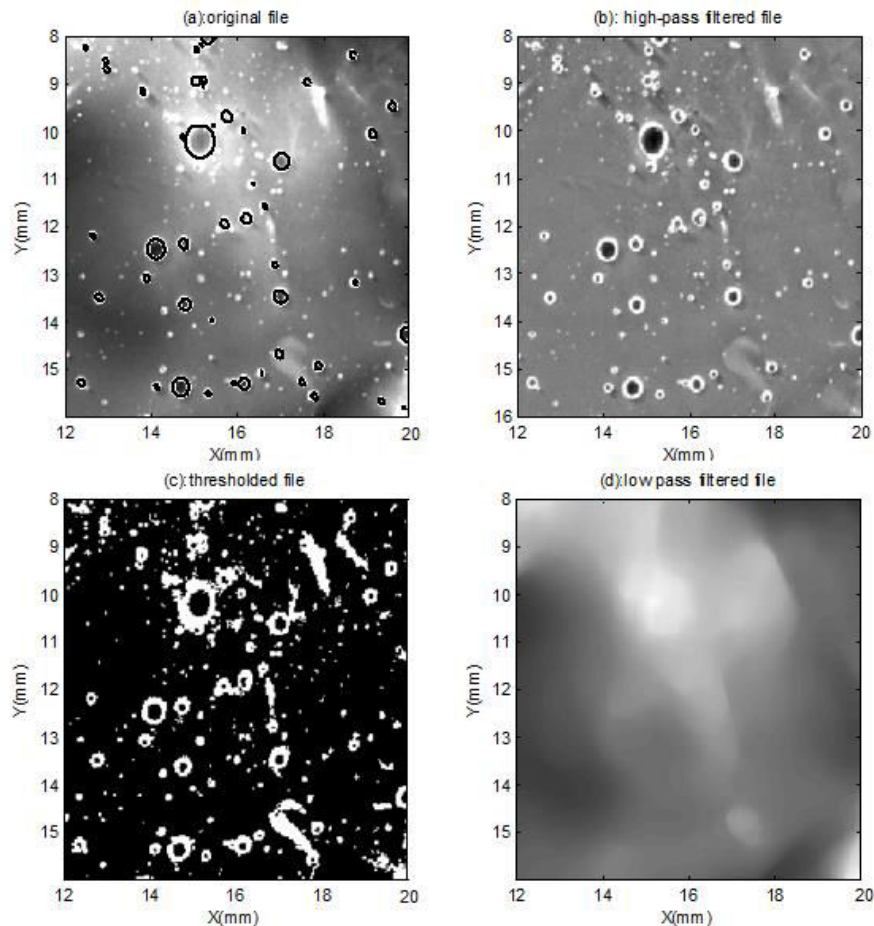


Рис. 5.46. Этапы применения алгоритма распознавания пузырьков: (а) фрагмент изображения с найденными пузырьками; (b) высокочастотная составляющая сигнала (с) дискретизированная составляющая сигнала (d) низкочастотная составляющая сигнала.

Изображения пузырьков газа в высокочастотной компоненте содержат углубление, окруженное более ярким кольцом. К сожалению, это верно лишь для пузырьков, размер которых не менее чем вдвое превосходит пространственное разрешение (т.е., для пузырьков диаметром более 80 мкм). Более мелкие пузырьки не рассматриваются в ходе последующего анализа. Изображение дискретизируется по уровням яркости для подавления шумовых эффектов (рис. 5.46с). После этого для нахождения углублений, связанных с наличием пузырьков, применяется метод водораздела (Matlab 2017b). Для каждой области, ограниченной максимумом толщины пленки вокруг пузырька, определялся эквивалентный диаметр и координаты центра этой области.

Области с высоким эксцентриситетом (более 2) и области с площадью более 1000 пикселей (т.е., с эквивалентным диаметром более 1,4 мм) отсекались, поскольку в подавляющем большинстве случаев соответствовали пространству между пузырьками либо оптическим искажениям.

Скорость пузырьков измерялась алгоритмом отслеживания частиц, применяемым к центрам найденных пузырьков. В этой работе использовался т.н. венгерский алгоритм (Сао, 2008) с использованием функции Манкреса (Munkres, 1957) для определения существования пары пузырьков в соседние моменты времени. Также применялась дополнительная проверка по размеру пузырька, позволяющая избежать связывания пузырьков существенно различных диаметров. Если для данного пузырька не удавалось найти пару на соседнем кадре, пузырек не учитывался. Эта проверка служила финальным шагом проверки алгоритма идентификации, отсекающего ложных пузырьков и различения изображений пузырьков и капель. Последние легко отсекались благодаря отсутствию выраженного углубления в центре и значительно более высокой скорости. Была проведена визуальная проверка алгоритма на случайно выбранных кадрах. Проверка показала, что алгоритм успешно идентифицирует пузырьки с диаметром более двух пикселей (рис. 5.46а).

В рамках данных экспериментов возможно измерение следующих величин, характеризующих каждый отдельный пузырёк в каждый момент времени: координаты его центра, x и y , его эквивалентный диаметр в плоскости x - y , D , и его скорость, V . Кроме того, возможно оценить две величины, характеризующие пузырек вдоль оси z . Первой величиной является толщина пленки, охватывающей пузырек, h_E , которая оценивается как медианное значение толщины пленки в квадрате 2 мм * 2 мм; центр квадрата совпадает с центром пузырька. Второй величиной является остаточная толщина пленки сверху и снизу от пузырька, h_R , которая оценивается как локальное значение толщины пленки в центре изображения пузырька. Чтобы охарактеризовать поведение пузырьков в целом, на каждом кадре определялись общее количество пузырьков и средняя толщина пленки по всей области измерений.

Погрешность измерений скорости и положения пузырьков связана, главным образом, с ошибкой дискретизации. Поскольку положение центра пузырька определялось на основе расположения всех пикселей его изображения, реальная погрешность была меньше размера пикселя. Погрешность измерений скорости определяется по величине смещения пузырька между кадрами. Для скоростей пузырьков порядка 0,2 м/с погрешность составляла 20%, а для скоростей порядка 1 м/с - около 4%. Ошибка дискретизации при определении диаметра пузырька определялась как обратная величина к количеству пикселей в изображении пузырька. Например, для пузырька диаметром 0,1 мм погрешность составляла 8%, а для пузырька диаметром 0,3 мм - 1%.

5.3.2. Эволюция пузырьков: захват и уничтожение

В связи с высокой сложностью их динамики, процессы захвата и уничтожения пузырьков исследовались визуально, на качественном уровне. Целью исследования было выявление различных сценариев захвата и уничтожения, а также анализ физических явлений, лежащих в основе этих процессов.

Захват вследствие ударов капель

Как было отмечено в 5.2.3, интенсивный захват пузырьков газа происходит при ударах капель, осаждающихся из газового потока на поверхность жидкой пленки. В случае малых углов удара капля скользит по поверхности пленки, создавая за собой длинную и узкую "борозду" с сильно возмущенной поверхностью. Внутри борозды появляется множество пузырьков. Их число тем выше, чем больше диаметр капли. Пузырьки возникают позади движущейся капли; когда капля останавливается, генерация пузырьков также прекращается. После прохождения капли, поверхность пленки постепенно восстанавливает первоначальную гладкую форму. Часть захваченных пузырьков при этом исчезает, однако часть из них выживает и движется внутри жидкой пленки.

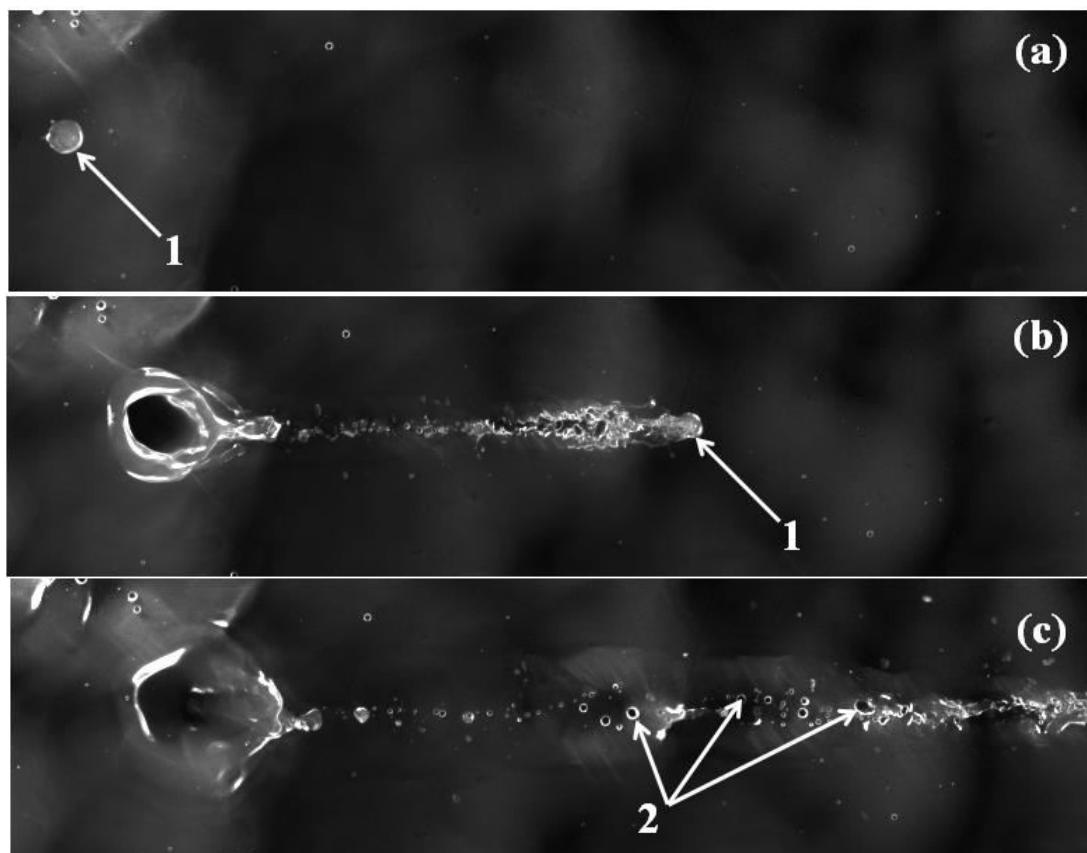


Рис. 5.47. Захват пузырьков вследствие наклонного удара капли. Цифрами обозначены: падающая капля (1); захваченные пузырьки воздуха (2). $Re_L=220$, $V_G=25$ м/с. Размер изображения 31,2 мм на 8 мм. Время растёт сверху вниз, с шагом 1 мс.

Процесс захвата показан на рис. 5.47. Непосредственно перед ударом поверхность жидкости была практически свободна от пузырьков (5.47a). После первичного контакта с поверхностью жидкости, в ходе которого в данном примере формируется кратер на поверхности пленки, капля движется по поверхности, формируя борозду длиной в несколько сантиметров. (5.47b,c). После прохождения капли, в жидкой пленке наблюдается множество захваченных пузырьков (5.47c). Каким именно образом происходит захват пузырьков при таком взаимодействии капли и пленки, остается до конца не ясным. Скорее всего, этот захват не имеет ничего общего с широко известным захватом воздушной подушки между дном капли и поверхностью жидкости. Объем захваченного газа может быть сравним с объемом падающей капли (см. Рис. 5.47 и 5.29). При захвате воздушной подушки отношение объемов не превосходит 10^{-4} (Tran et al., 2013). Вполне вероятно, что захват, который мы наблюдаем, связан с сильной деформацией либо поверхности пленки, либо поверхности капли, либо обеих поверхностей. При моделировании наклонного соударения методом LES (Xie et al., 2017) полученные борозды скорее напоминали цепочки из небольших кратеров. Захвата пузырьков в результатах моделирования не наблюдалось. В модели Guo & Lian (2017) верхняя часть капли деформировалась вследствие движения с намного большей скоростью. Деформация такого рода может привести к формированию воздушных карманов между каплями и поверхностью пленки. В экспериментах Hale & Akers (2016) было показано наличие вращения ("качения") капли по поверхности пленки при медленном и практически горизонтальном продвижении капли по поверхности. Подобное движение может иметь место и для более быстрых капель, наблюдаемых в дисперсно-кольцевом течении и также может приводить к захвату пузырьков. Rodriguez & Shedd (2004b) обратили внимание, что количество ударов капель в единицу времени по поверхности пленки значительно ниже пространственной плотности пузырьков. На этом основании они выразили сомнение в значительности вклада ударов капель в общее количество пузырьков, захваченных пленкой жидкости. Тем не менее, эти наблюдения не опровергают важности рассматриваемого сценария. Во-первых, единичный удар капли может приводить к захвату большого количества пузырьков. Во-вторых, часть захваченных пузырьков остается в пленке после удара, и, таким образом, пузырьки накапливаются в пленке. Благодаря множественным ударам их количество растет со временем и расстоянием вниз по потоку.

Первое применение описанного выше алгоритма идентификации пузырьков проводилось для исследования динамики захвата пузырьков. Алгоритм применялся локально в месте существования борозды; исследовалась временная эволюция количества пузырьков. На рис. 5.48 (a) приведены примеры зависимостей количества пузырьков от времени в области размером $(L_f * 2W_f)$ для трех борозд (время роста, $t_{fg}=0,9$ мс для каждой борозды). L_f , W_f и t_{fg} обозначают, соответственно, длину, ширину и время роста борозды. Подробное определение и способ

измерения этих характеристик описаны в п. 5.2.3. Количество пузырьков, существовавших в пленке до удара, вычиталось из общего количества найденных пузырьков в рассматриваемой области до удара. Видно, что на этапе роста борозды в ней появляются новые пузырьки, причем их общее количество растет по мере продвижения капли вперед. После достижения максимального размера количество пузырьков уменьшается. Время, за которое формируется максимальное количество пузырьков, соответствует времени роста борозды, t_{fg} (Рис. 5.48b). Кривые, аппроксимирующие зависимости $N(t)$ на рис. 5.48(a) были получены в виде:

$$N_{bub} = \frac{2N_0 t_{fg} t}{t^2 + t_{fg}^2} \quad (5.23)$$

Здесь N_0 - максимальное количество пузырьков в рамках данной аппроксимации. Количество пузырьков снижается, скорее всего, вследствие возвратного течения, сопровождающего восстановление формы поверхности и сглаживание сильного сдвига, вызванного прохождением капли. Часть захваченных пузырьков, тем не менее, выживает, и общее количество пузырьков увеличивается.

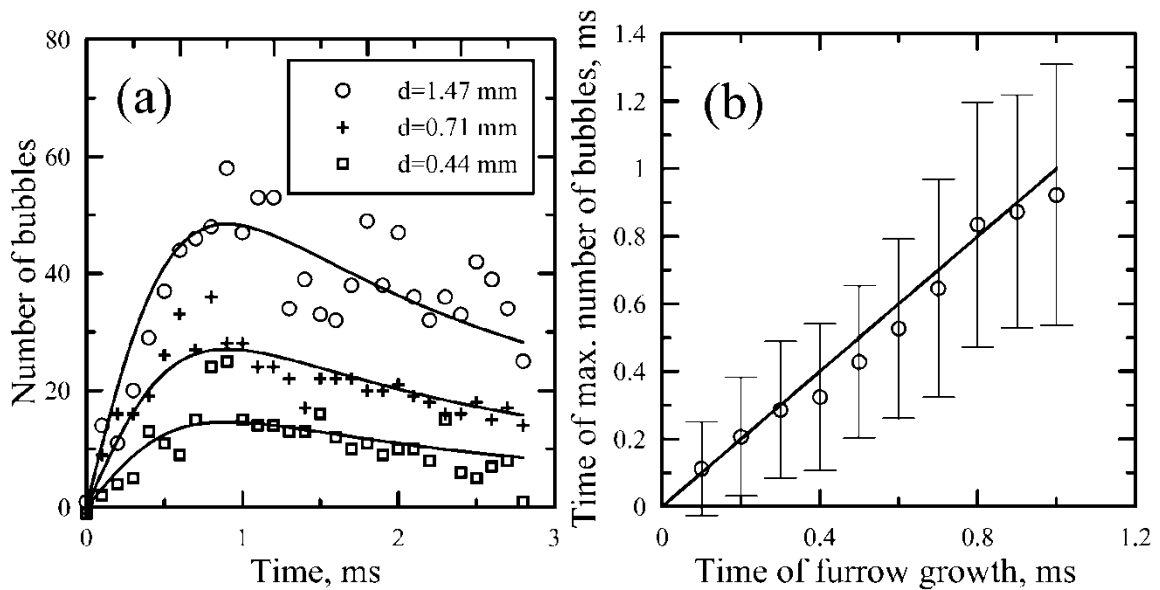


Рис. 5.48. а) Примеры временной эволюции количества пузырьков, захваченных благодаря удару с формированием борозды. б) Сравнение времени, за которое было достигнуто максимальное количество пузырьков, и времени роста борозды.

Для изучения влияния свойств капель на количество захваченных пузырьков, это количество было нормировано на площадь, занимаемую бороздой. Эта площадь оценивалась как $L_f \cdot 2W_f$. Согласно результатам измерений, приведенным в секции 5.2.3, площадь борозды растет как квадрат диаметра капли (рис. 5.38a,с). На рис. 5.49 представлены результаты измерения нормированного количества пузырьков для разных стадий эволюции борозды.

Максимальная концентрация новых пузырьков в среднем составляет 0,9 пузырька на квадратный миллиметр поверхности; эта величина постепенно снижается до 0,15 в момент $t=3t_{fg}$. Данные по концентрации не демонстрируют четкой зависимости ни от диаметра (5.49a), ни от скорости (5.49b) капли. Таким образом, количество пузырьков, захваченных при ударе с формированием борозды, растет пропорционально квадрату диаметра капли, создавшей эту борозду.

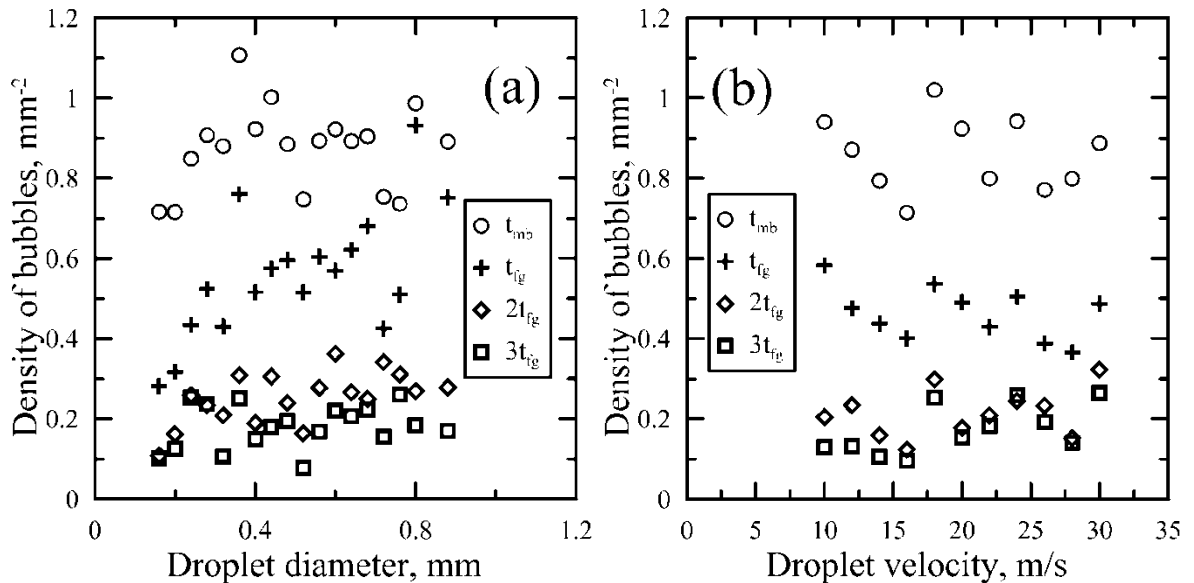


Рис. 5.49. Среднее количество пузырьков, захваченных в процессе формирования борозды, нормированное на площадь борозды. Показана зависимость от диаметра капли (a) и скорости капли (b) в конкретные моменты времени: максимальная плотность пузырьков (1); $t=t_{fg}$ (2); $t=2t_{fg}$ (3); $t=3t_{fg}$ (4).

Удары капель с образованием борозды происходят, главным образом, на поверхности остаточного слоя жидкости между волнами возмущения. Это связано с малыми наклонами склонов волн медленной ряби, покрывающих остаточный слой. Удары капель - единственный сценарий захвата пузырьков, который может реализоваться на поверхности остаточного слоя вдали от волн возмущения. Тем не менее, необходим поиск других сценариев захвата, реализующихся вблизи волн возмущения и внутри них.

Удары переходных структур

В процессе визуального исследования экспериментальных данных было обнаружено явление захвата крупных пузырей непосредственно перед волнами возмущения. Такой захват происходит в случае падения на поверхность пленки остатков переходных жидких структур - жидких сумок и лигаментов.

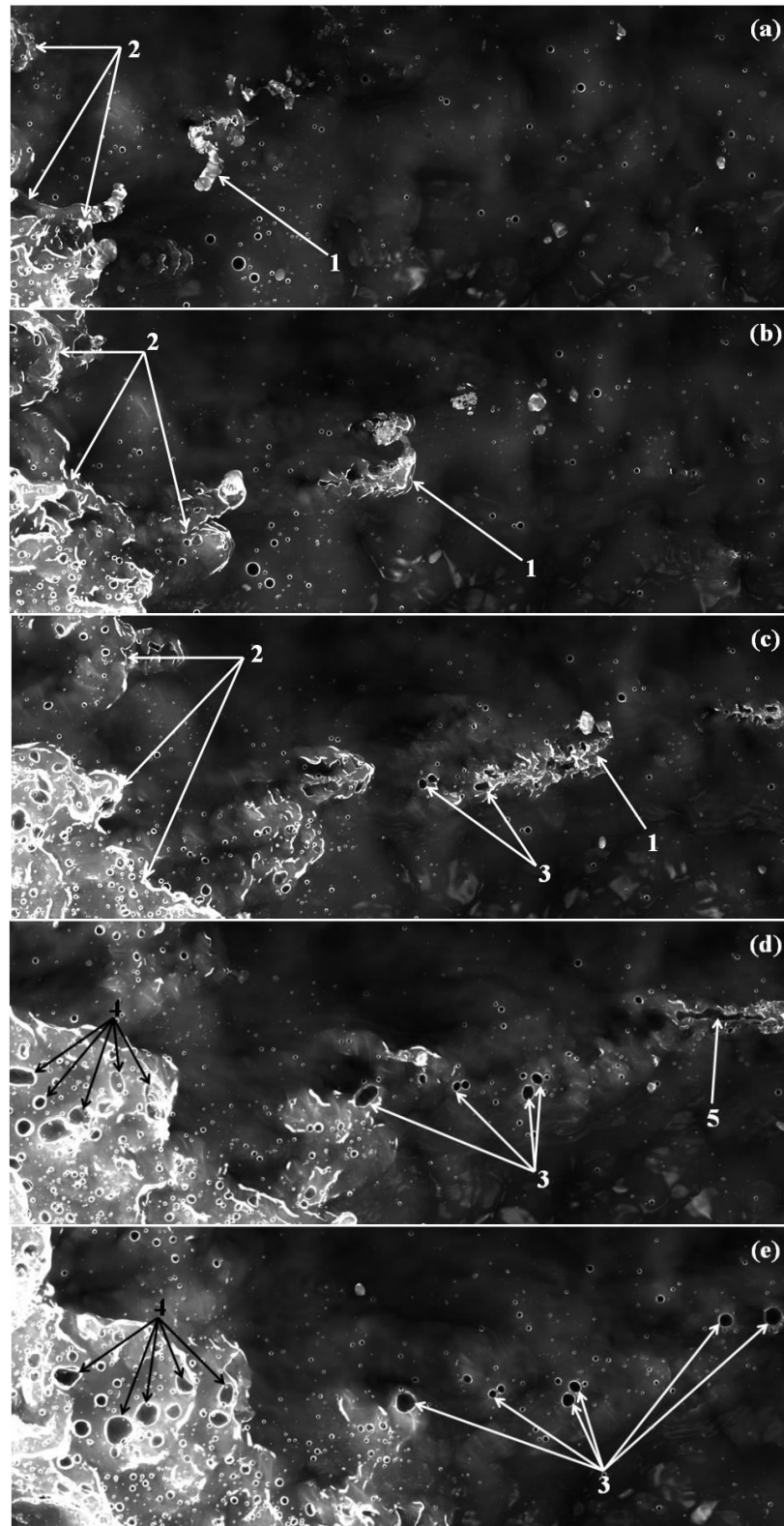


Рис. 5.50. Захват пузырьков вследствие наклонного удара остатков жидкой сумки по поверхности остаточного слоя жидкости перед волной возмущения. Цифрами обозначены: остатки жидкой сумки (1); фронт волны возмущения (2), захватываемые пузырьки (3), крупные пузырьки внутри волны возмущения (4); разрыв в пленке жидкости, создаваемый ударом крупного фрагмента (5). $Re_L=360$, $V_G=30$ м/с. Область измерений показана целиком (51 мм * 20 мм). Время растёт сверху вниз с шагом 2 мс.

Сами структуры формируются вследствие деформации и разрыва волн быстрой ряби на поверхности волн возмущения (см. раздел 5.1). В ходе дальнейшей эволюции этих структур они могут либо падать на поверхность пленки без разрушения, либо полностью разрушаться газовым потоком на мелкие капли. При разрыве возможно формирование крупных фрагментов. Именно такие фрагменты при уносе их в ядро газового потока составляют wisp-структуры, давшие название режиму течения "annular-wisp flow", выделяемому некоторыми исследователями (Hewitt & Roberts 1969, Hawkes et al. 2000, Hernandez Perez et al. 2010). Такие крупные фрагменты могут переносить значительную массу жидкости, намного больше переносимой отдельными каплями. Пример удара такого фрагмента по поверхности пленки показан на рисунке 5.50 в виде последовательности изображений с шагом по времени 2 мс.

Крупный фрагмент, обозначенный цифрой (1), предположительно - судя по размеру и ориентации - являющийся остатком жидкой сумки, сорванной с волны возмущения (2), движется через область измерений со скоростью около 5 м/с и, по мере его продвижения вдоль поверхности пленки, возникает ряд пузырьков (3) сопоставимых по размеру с пузырьками, находящимися внутри волны возмущения (4). У этих пузырьков высока вероятность выжить в тонкой пленке, поскольку в ней они проведут сравнительно небольшое время и вскоре будут захвачены создавшей их волной возмущения, толщина пленки в которой значительно выше. Предположительно, физические механизмы захвата пузырьков при ударах капель и крупных фрагментов одни и те же, и между ними существуют лишь качественные различия, связанные с размером падающего тела. Интересно заметить, что при ударе левой ("верхней") части крупного фрагмента на поверхности пленки формируется вытянутый разрыв поверхности (5), который вскоре также превратится в два крупных пузыря.

Захват пузырьков вследствие опрокидывания волн быстрой ряби

Сравнение представлений о структуре волн возмущения, полученных в данной работе, с описаниями процесса захвата пузырьков, сделанными Woodmansee & Hanratty (1969, "... волны ряби, поднятые с поверхности, падают вперед на жидкую пленку") и Rodriguez & Shedd (2004, "пики или гребни, которые захватывают воздушные карманы при складывании на поверхность жидкости"), позволяет предположить, что еще один сценарий захвата пузырьков связан с падением волн быстрой ряби на остаточный слой жидкости перед волной возмущения. Был произведен специальный поиск событий такого рода по всем полученным экспериментальным данным. В рамках трехмерного подхода сложно удостовериться в том, что происходит именно опрокидывание волны быстрой ряби, поскольку в таком подходе для точки с координатами $\{x, y, t\}$ доступно лишь одно значение толщины пленки. Тем не менее, обнаружение такого

события возможно при визуальном изучении данных в графическом представлении. Пример такого явления показан на рис. 5.51.

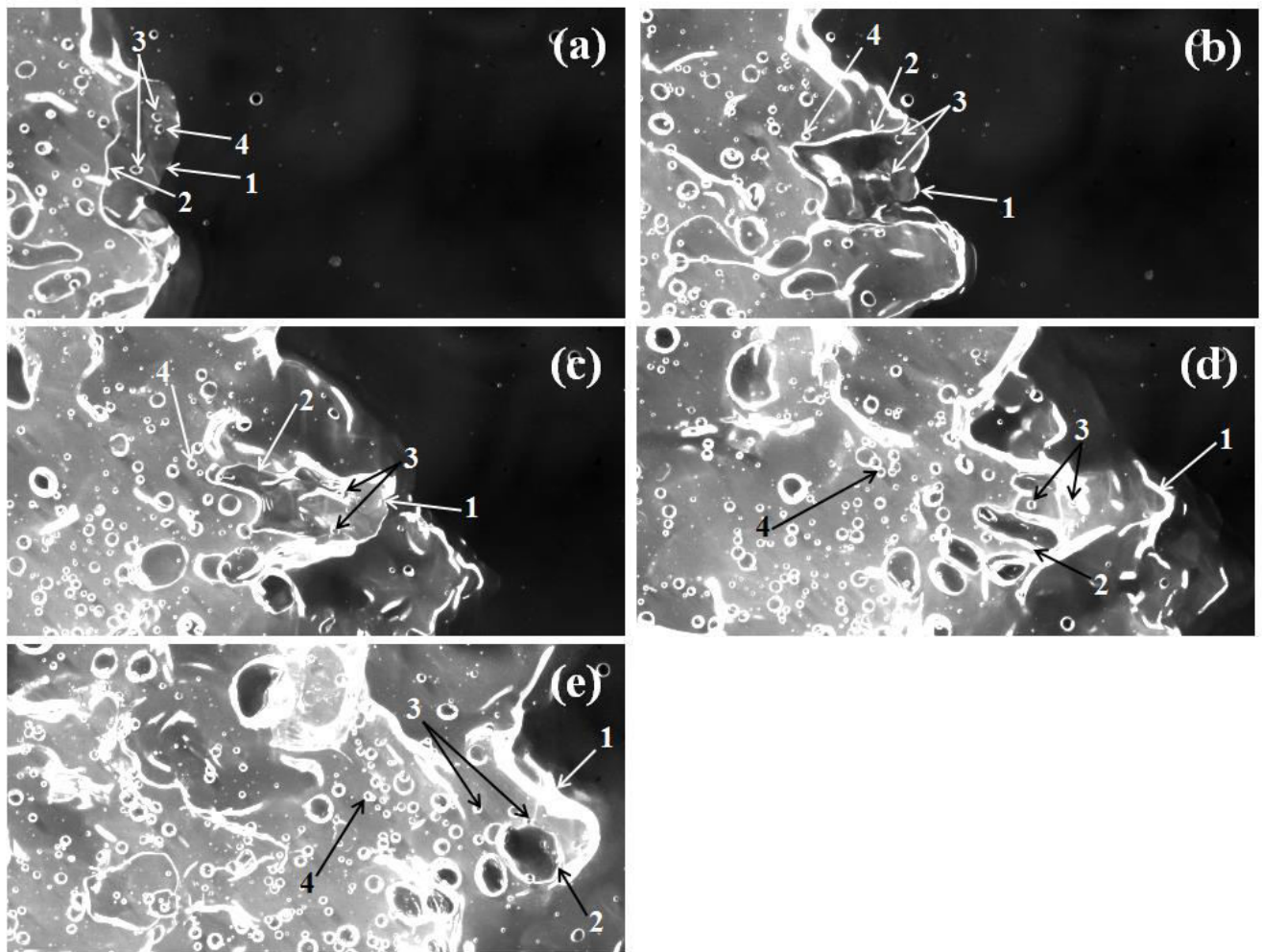


Рис. 5.51. Захват крупного пузыря вследствие опрокидывания волны быстрой ряби. $Re_L=520$, $V_G=25$ м/с. Размер изображения 19,2 мм на 9,6 мм. Относительное время: 0 мс (a); 1,6 мс (b); 3,2 мс (c); 5,2 мс (d); 7,7 мс (e). Цифрами обозначены: передний край опрокидывающейся волны быстрой ряби (1); линия контакта между опрокидывающейся волной ряби и остаточным слоем жидкости (2); мелкие пузырьки внутри опрокидывающейся волны ряби (3); мелкий пузырек внутри остаточного слоя жидкости (4).

На рис. 5.51(a) волна быстрой ряби начинает опрокидываться и частично нависает над остаточным слоем жидкости. Передняя кромка нависающей волны (1) различима по контрасту яркости. Снаружи этой кромки кажущаяся толщина пленки, $h_{ВВ}$, соответствует лишь толщине остаточного слоя жидкости; между линиями (1) и (2) $h_{ВВ}$ рассчитана на основе комбинации яркости флуоресценции, излученной остаточным слоем жидкости и нависающей над ним волной быстрой ряби. Яркая линия (2) возникает благодаря полному внутреннему отражению

света лазера в месте соединения волны быстрой ряби и остаточного слоя, где поверхность неизбежно становится вертикальной (ср. со стереоскопическим изображением нависающей волны на рис. 5.11) В качестве косвенного подтверждения такой интерпретации можно рассмотреть динамику пузырьков (3) и (4), видимых между линиями (1) и (2). Два пузырька, помеченные как (3), попали в эту область внутри опрокидывающейся волны быстрой ряби. Они движутся намного быстрее пузырька (4), расположенного внутри остаточного слоя жидкости.

В дальнейшем линия контакта (2) деформируется; ее края движутся быстрее центральной части (рис. 5.51b). Таким образом, формируется трехмерный воздушный карман; его передняя часть все еще открыта в атмосферу. На этапах (c-d) карман, наконец, закрывается сверху, когда гребень волны быстрой ряби соединяется с остаточным слоем жидкости. Боковые края линии (2) смыкаются, формируя новый крупный пузырь (Рис. 5.51e). Пузырьки, формируемые таким образом, сравнительно велики (порядка 1 мм), однако подобные события редки. В основном они наблюдались при низких скоростях газа и высоких расходах жидкости, что неудивительно, поскольку для такого захвата требуется большой объем жидкости и отсутствие сильных воздействий со стороны газа.

Следует отметить, что оба пузырька, помеченные цифрой (3), выживают в этом процессе, двигаясь с высокой быстро меняющейся скоростью, и "переживают" волну быстрой ряби, которая несла их. Пузырек (4) движется под волной возмущения после того, как волна его настигла. В течение длительного времени (a-c) он очень мало смещается вдоль продольной координаты x . Однако, начиная с момента (d), его движение значительно ускоряется. Возможно, пузырек смещается по вертикальной координате, z , и попадает в слой жидкости, движущейся быстрее. Детальный количественный анализ движения пузырьков приведен ниже.

Уничтожение пузырьков

На основе визуальных наблюдений можно заключить, что захваченные пленкой пузырьки воздуха могут разрушаться по двум основным причинам: либо благодаря воздействию различных внешних возмущений, либо при попадании крупного пузыря в недостаточно толстую пленку жидкости. Существует несколько источников внешних возмущений, которые могут вызвать разрушение пузырька:

1. Удар капли или разрушение другого пузырька рядом с данным пузырьком. В этом случае пузырек может разрушиться вследствие роста или схлопывания кратера, возникающего при ударе капли, возмущения поверхности пленки при прохождении капли с формированием борозды или воздействия расходящейся капиллярной волны, возникающей при схлопывании другого пузырька. Событие должно произойти практически вплотную к пузырьку, чтобы вызвать его разрушение. Чем больше пузырек, тем больше вероятность его разрушения за счет

внешних возмущений. Это связано и с меньшей кривизной поверхности, и с большей вероятностью внешнего события вблизи границы пузырька.

2. Пузырьки внутри волн возмущения претерпевают множественные изменения продольной и поперечной компонент скорости. В случае крупных пузырей также наблюдаются значительные деформации их формы. Эти возмущения вызваны прохождением волн быстрой ряби, которые испытывают значительные флуктуации поведения при прохождении по поверхности волны возмущения и взаимодействии друг с другом. Другой причиной деформации пузырьков может служить взаимодействие с крупными вихрями в волнах возмущения. Пузырьки достаточно устойчивы к таким возмущениям: несмотря на сильные деформации, большинство пузырьков внутри волн возмущения сохраняет целостность на протяжении всего времени нахождения в области измерений.

3. Только что захваченные пузырьки в области появления борозды могут с высокой вероятностью разрушиться вскоре после возникновения (см. зависимость количества пузырьков от времени при ударе капли, рис. 5.48а, а также рис. 5.49). В этом случае течение возмущено сильным сдвигом, вызванным прохождением быстрой капли по поверхности пленки. Этот сдвиг и последующее возвратное течение являются причиной разрушения даже очень мелких пузырьков.

Помимо описанных выше событий, можно наблюдать разрушение пузырьков без видимых внешних возмущений. Пример такого события показан на рисунке 5.52. Рисунки справа показывают мгновенный профиль "толщины" пленки жидкости вдоль центрального продольного сечения области, показанной на рисунках слева. При схлопывании пузырька окружающая его жидкость устремляется в пространство, ранее заполненное воздухом, содержащимся в пузырьке. При этом формируется центральная струя, сходная со струей, формирующейся на финальных этапах нормального удара капли по поверхности жидкости (см. Worthington, 1908). В то же время происходит генерация расходящейся концентрической капиллярной волны. Поиск пузырьков, разрушающихся без видимого внешнего воздействия, показал, что такие события сравнительно редки: около 120 событий такого плана было зарегистрировано в течение всего времени измерений (составлявшего 5,4 с). Во время поиска отбирались только пузырьки, существовавшие в течение достаточно длительного времени до схлопывания. Выяснилось, что такое событие происходит с пузырьками достаточно крупных размеров, которые недавно покинули волну возмущения через ее задний склон внутри волны медленной ряби. Непосредственно перед схлопыванием такие пузырьки замедляются, возможно, вследствие прилипания к стенке канала. При этом волна ряби продолжает движение, и локальная толщина пленки вокруг пузырька снижается, по мере того как задний склон волны медленной ряби проходит мимо остановившегося пузырька.

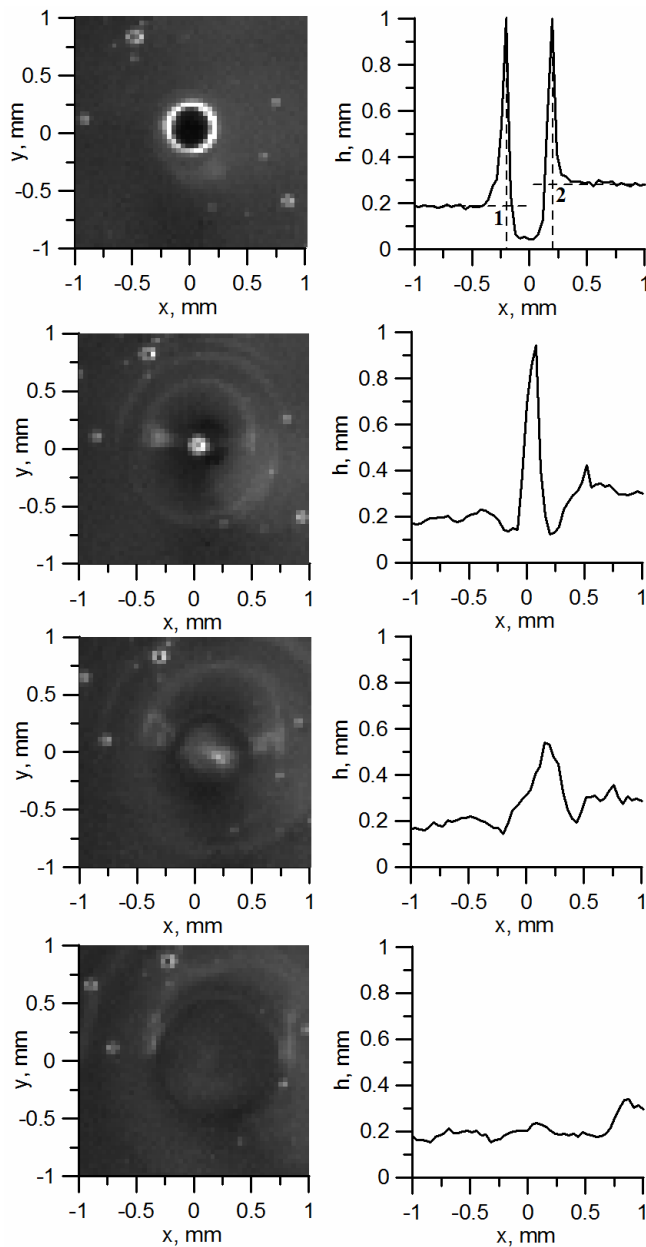


Рис. 5.52: Последовательность кадров (шаг по времени 0,2 мс) демонстрирующая процесс схлопывания пузырьков. Изображения слева показывают графическое представление "толщины" пленки в окрестности пузырька. Изображения справа показывают профили "толщины" пленки вдоль линии $y=0$. $Re_L=360$, $V_G=30$ м/с. Числами (1) и (2) обозначены задний и передний края пузырька.

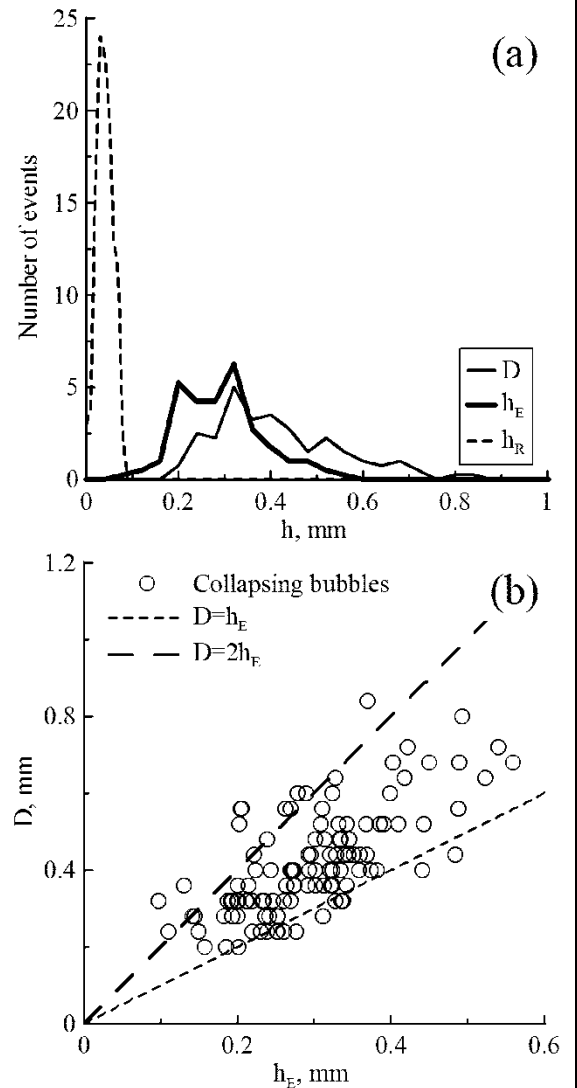


Рис. 5.53. Анализ характеристик пузырьков перед схлопыванием. а) Гистограммы диаметров пузырьков в плоскости x - y , D , толщина пленки, окружающей пузырек, h_E , и остаточная толщина пленки вокруг пузырька, h_R . б) Индивидуальное сравнение диаметров пузырьков в плоскости x - y с толщинами пленки, окружающей пузырьки.

Таким образом, пузырек слишком большого размера попадает в тонкую пленку между волнами медленной ряби и разрушается. Чтобы описать процесс количественно, для каждого разрушающегося пузырька был определен его эквивалентный диаметр в плоскости x - y , D , остаточная толщина пленки, h_R , окружающая толщина пленки, h_E , и угол наклона поверхности пленки, β . Для определения этих величин были определены x -координаты краев пузырька, x_1 и x_2 , а также соответствующие значения локальной толщины пленки, h_1 и h_2 , определяемые как медианные значения толщины пленки вдоль линии $y=0$ снаружи пузырька. Соответствующие параметры пузырьков были определены как:

$$D=x_2-x_1; h_R=\min(h(x_1:x_2)); h_E=(h_1+h_2)/2; \beta=\arctg((h_2-h_1)/(x_2-x_1)). \quad (5.24)$$

Результаты измерений приведены на рисунке 5.53(а) в виде статистических распределений. Видно, что остаточная толщина пленки (суммарная толщина слоев жидкости между пузырьком и стенкой канала и между пузырьком и свободной поверхностью) для пузырей перед схлопыванием мала; ее медианное значение менее 40 мкм. Диаметр пузырьков в плоскости x - y , D , в целом выше, чем толщина пленки, окружающей пузырек, h_E . Для более 90% пузырьков наклон поверхности пленки, β , положителен, что подтверждает, что эти пузырьки разрушаются под задними склонами волн медленной ряби. Медианное значение наклона равно 7° .

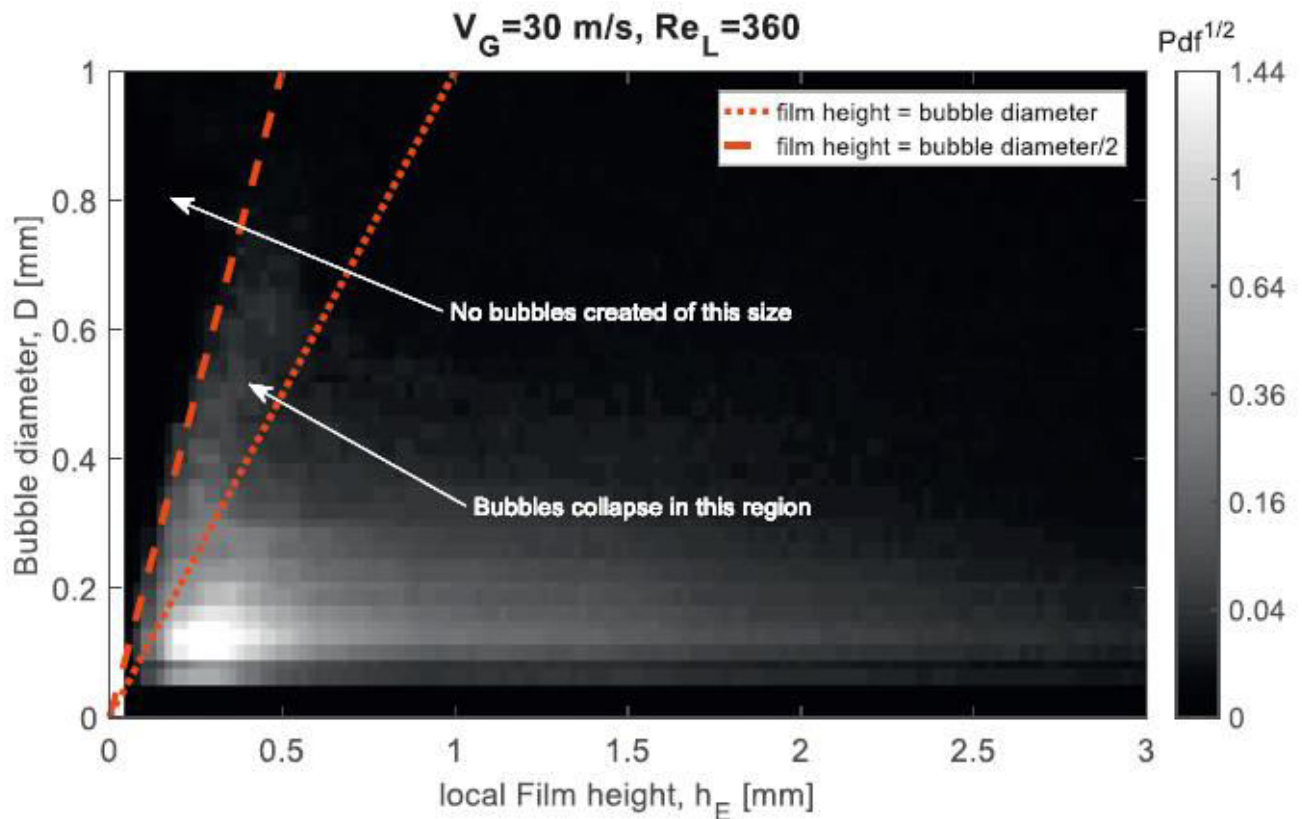


Рис. 5.54. Распределение всех пузырьков по диаметру и окружающей толщине пленки для одной комбинации расходов жидкости и газа. Линии соответствуют условиям $D=h_E$ и $D=h_E/2$.

Поскольку остаточная толщина пленки мала, сравнение размера пузырьков в плоскости x - y с толщиной окружающей пленки может дать представление о возможной трехмерной форме пузырьков перед схлопыванием и условиях выживания пузырьков в пленке. Такое сравнение показано на рисунке 5.53(b). Большинство пузырьков разрушается в области $D < h_E < 2D$. То, что толщина пленки меньше диаметра пузырька в плоскости x - y , не обязательно означает, что пузырьки имеют эллиптическую форму в плоскости x - z и "сплющены" между стенкой и поверхностью пленки. Верхняя часть (вплоть до половины) пузыря может возвышаться над поверхностью пленки. В рамках трехмерного подхода невозможно удостовериться, как именно располагается пузырь в пленке, и как в точности происходит его схлопывание.

Аналогичное сравнение диаметра пузырька в плоскости x - y и толщины окружающей пузырек пленки жидкости можно провести для всех обнаруженных пузырьков (не только для разрушающихся). Такое сравнение для одной из комбинаций расходов жидкости и газа показано на рисунке 5.54 в виде графического представления двумерной гистограммы. Яркость каждого двумерного бина пропорциональна квадратному корню из числа пузырьков, принадлежащих одновременно узким диапазонам величин D и h_E . Такой масштаб использован для того, чтобы сделать видимыми слабо заполненные бины. Большинство пузырьков находится в области $h_E > D$; в области $h_E < 2D$ пузырьков практически не наблюдается. В промежуточной области, совпадающей с областью схлопывания на рис. 5.53(b), находится сравнительно малое количество пузырьков, характеризующихся высокой вероятностью схлопывания.

5.3.3. Концентрация пузырьков и распределение по размерам

В результате применения алгоритма автоматического распознавания пузырьков возможно провести количественный анализ всех пузырьков в пленке жидкости в зависимости от расходов фаз и с привязкой к наличию либо отсутствию волн возмущения.

Размеры и концентрация пузырьков. Привязка к сценариям захвата

Распределения пузырьков по размерам приведены на рисунке 5.55. Полное количество зарегистрированных пузырьков было нормировано на количество кадров в записи, характеризуя таким образом среднее мгновенное количество пузырьков в области измерений. Эта величина растет с увеличением скорости газа и, в меньшей степени, с числом Рейнольдса жидкости. Для облегчения сравнения с результатами Rodriguez & Shedd (2004a), ось ординат дана в логарифмическом масштабе, а ось абсцисс нормирована на среднюю толщину остаточного слоя жидкости между волнами возмущения, δ . Последняя была определена как наиболее вероятное значение в распределении толщины пленки.

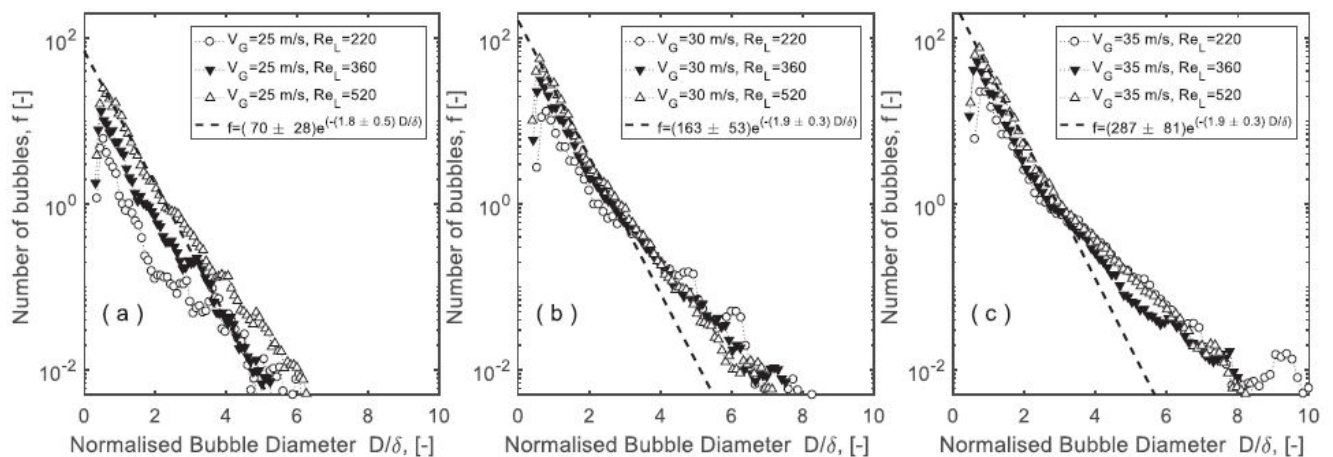


Рис. 5.55: Распределение пузырьков по размерам, нормированным на толщину остаточного слоя жидкости. $V_G=25$ м/с (a), $V_G=30$ м/с (b) и $V_G=35$ м/с (c). Размер бина 40 мкм. Экспоненциальная аппроксимация сделана по той же области значений, что и в работе Rodriguez & Shedd (2004a). Для случая $Re_L=520$ указаны коэффициенты, соответствующие границам доверительного интервала аппроксимации в 95%.

Rodríguez and Shedd (2004a) исследовали пузырьки лишь в остаточном слое жидкости. Параметр D/δ в их измерениях не превышал 1,5. В этой области значений распределения имели экспоненциальную форму. Экспоненциальная зависимость наблюдается и в настоящих экспериментах, за исключением самых малых размеров ($D \leq 0,12$ мм), где можно наблюдать изменение знака наклона зависимости. Последнее происходит, по-видимому, из-за сложности идентификации пузырьков малых размеров. Rodríguez and Shedd описывают сходное поведение

зависимости в их ранних экспериментах с низким пространственным разрешением, которое исчезло после того, как пространственное разрешение было существенно улучшено. Пространственное разрешение данных экспериментов примерно в 10 раз грубее разрешения Rodríguez and Shedd, так что подобные соображения применимы к настоящим экспериментам. Как было отмечено ранее, для пузырьков с диаметром менее двух пикселей ($D \leq 0,08$ мм) крайне низка вероятность обнаружения, что резко снижает частоту их регистрации и создает обратный наклон в распределении. Кроме того, часть пузырьков умеренно малого диаметра ($0,08 \text{ мм} \leq D \leq 0,16 \text{ мм}$) может также быть пропущена из-за шума и низкого контраста. Вероятность обнаружения пузырьков приближается к единице в районе $D=0,2$ мм.

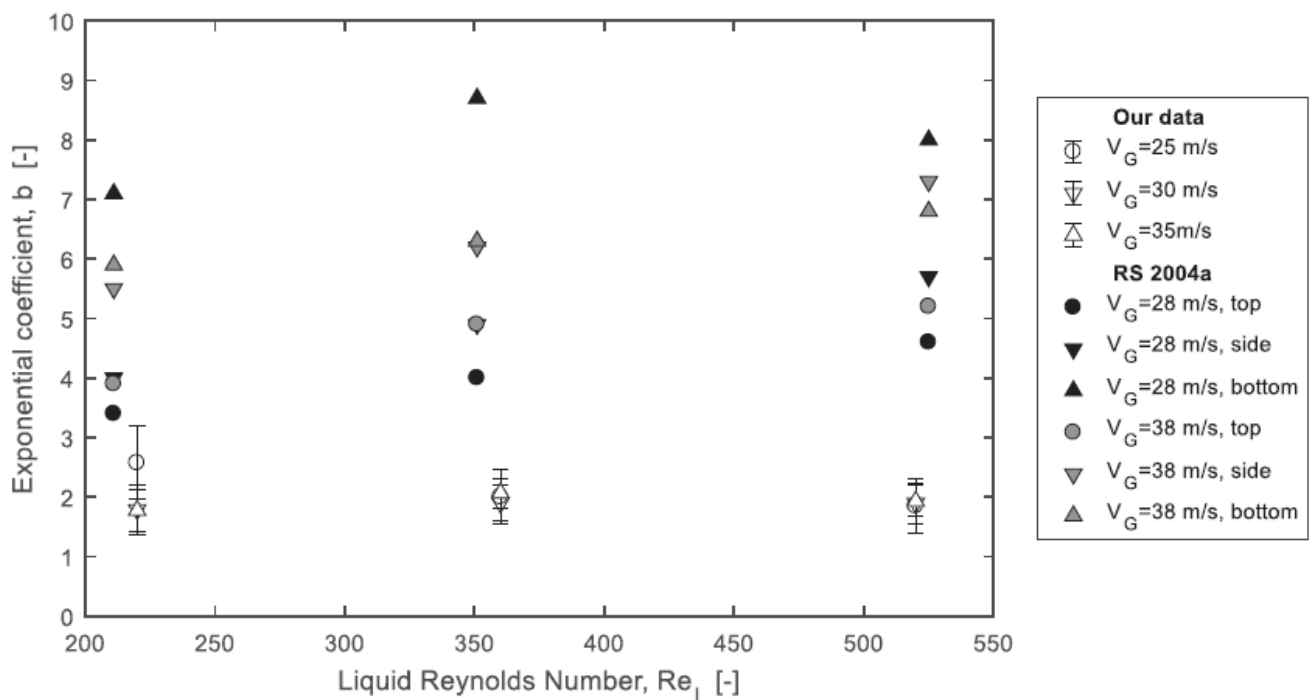


Рис. 5.56. Декремент зависимостей, приведенных на рис. 5.55 для всех режимных точек с границами доверительного интервала аппроксимации в 95%. Для сравнения приведены данные Rodríguez & Shedd (2004a).

Для каждой режимной точки в области монотонного снижения количества пузырьков в увеличении диаметра была проведена экспоненциальная аппроксимация зависимости. Результаты аппроксимации показаны пунктирной линией для случая $Re_L=520$ для каждой скорости газа на рис. 5.55; значения декрементов для всех режимных точек приведены на рис. 5.56. Декременты практически одинаковы для всех случаев (~ 2). Это значение в 2-3 раза ниже значений, полученных Rodríguez & Shedd для близких параметров течения. Причиной расхождения может быть недостаточно высокое пространственное разрешение. Кроме того, Rodríguez & Shedd (2004a) проводили свои эксперименты на больших расстояниях от входа в

канал. Расстояние от входа может влиять на форму распределения, поскольку более крупные пузырьки с большей вероятностью могут разрушиться по причинам, описанным в 5.3.2.

Rodriguez & Shedd (2004a) объясняют экспоненциальную форму распределения каскадом событий фрагментации пузырьков с формированием пузырьков меньшего размера. Однако визуальное исследование экспериментальных данных показывает, что фрагментация пузырька является крайне редким событием. Оно возможно лишь в случае очень больших пузырей, захваченных при опрокидывании волн быстрой ряби. Такие пузырьки могут разделяться надвое, однако последующего каскада фрагментации не наблюдается. В сложных условиях пузырьки малых и средних размеров скорее разрушатся целиком, нежели разделятся на меньшие пузырьки. Эта особенность поведения связана с близостью поверхности пленки, взаимодействие с которой приводит к разрушению пузырька. Таким образом, необходимо акцентировать, что большее число пузырьков малого диаметра наблюдается не вследствие фрагментации, но благодаря большей вероятности захвата мелких пузырьков из-за наклонных ударов капель, и большей вероятности выживания в остаточном слое жидкости.

Распределения, полученные в настоящей работе, покрывают значительно более широкую область, нежели распределения, полученные Rodriguez & Shedd (2004a). Это связано с тем, что в данной работе исследовались также пузырьки в волнах возмущения, толщина пленки в которых в несколько раз превышает толщину остаточного слоя жидкости. Можно заметить, что в распределениях, представленных на рисунке 5.55 наблюдается изменение наклона зависимости при определенном значении D/δ . Этот переход смещается в сторону больших значений D/δ в случае увеличения скорости газа, но остается неизменным при изменении расхода жидкости.

Чтобы исследовать влияние волн возмущения на концентрацию и размеры пузырьков, были построены временные записи толщины пленки, осредненные по всей области измерений. Если быть точным, продольный размер волны возмущения (около 3-4 см в наших условиях) немного меньше продольного размера области измерений. Тем не менее, присутствие волны возмущения дает хорошо выраженный пик во временной записи осредненной по пространству толщины пленки (см. рис. 5.57a). Это сравнительно простой способ зафиксировать наличие волны возмущения в области измерений и осуществить привязку свойств пузырьков к волнам возмущения. На рис. 5.57a такая запись наложена на зависимость количества пузырьков в области измерений от времени. Очевидна сильная корреляция между двумя записями, подтверждающая упомянутое ранее качественное наблюдение о большем количестве пузырьков в волне возмущения.

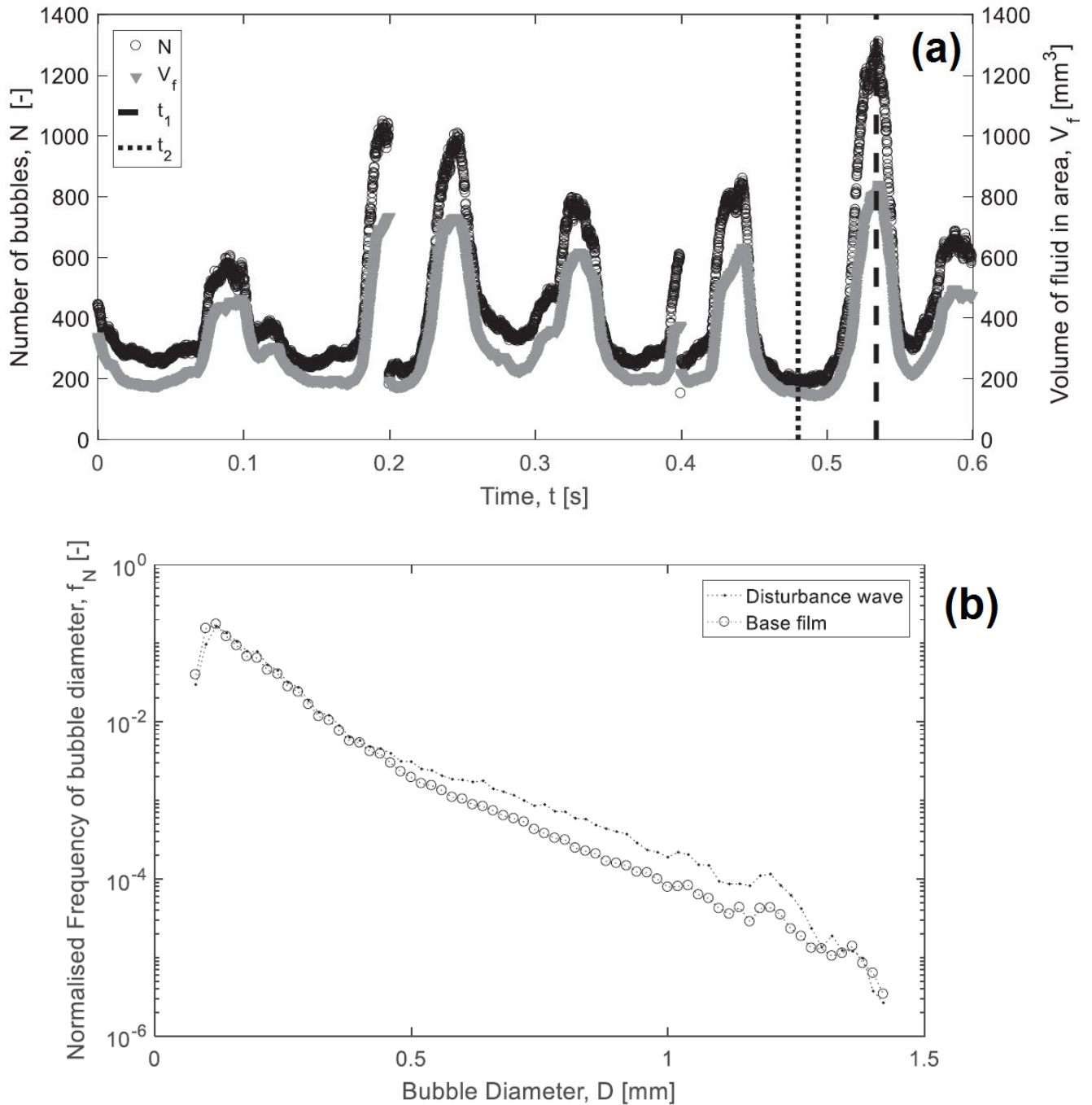


Рис. 5.57: а) Зависимость количества пузырьков и полного объема жидкости в области измерений от времени; совмещены три записи длиной 0,2 секунды каждая. Моменты времени t_1 и t_2 соответствуют волне возмущения и остаточному слою жидкости. б) Распределения пузырьков по размеру в моменты времени t_1 и t_2 , нормированные на полное количество пузырьков в области измерений. $Re_L=520$, $V_G=35$ м/с.

Для того, чтобы проанализировать вклад отдельных сценариев захвата в насыщение пленки пузырьками, было проведено сравнение мгновенных распределений пузырьков по размеру внутри и снаружи волны возмущения. Были произвольно выбраны два момента времени: момент нахождения волны возмущения в области измерений (момент t_1 на рис. 5.57а) и момент

времени посередине между прохождением двух последовательных волн возмущения (момент t_2 на рис. 5.57a). Уровень шума индивидуальных распределений достаточно высок. Для его устранения был применен фильтр POD (proper orthogonal decomposition), выявляющий моды, несущие 95% энергии. Распределения были реконструированы с использованием лишь этих основных мод. Полное описание POD-анализа дано в работе Hann et al. (2015). Для повышения наглядности сравнения, распределения были нормированы по оси ординат на полное количество пузырьков в области измерений. Сравнение показано на рис. 5.57(b).

Нормированные распределения практически идентичны в диапазоне значений $D < 0,5$ мм. Это означает, что мелкие пузырьки в остаточном слое жидкости и в волнах возмущения имеют одинаковую природу. Эти пузырьки захватываются в ходе наклонного удара капель, осаждающихся из газового потока с формированием борозды на поверхности пленки (см. секцию 5.3.2). Такие удары происходят на поверхности остаточного слоя жидкости между волнами возмущения. Захваченные пузырьки движутся внутри остаточного слоя жидкости до тех пор, пока их не настигнет волна возмущения. Когда волна возмущения проходит над такими пузырьками, существует вероятность захвата пузырька ядром волны возмущения, после которого пузырек будет двигаться с высокой скоростью внутри волны возмущения, как это произошло с пузырьком (4) на рисунке 5.51. Таким образом, волны возмущения аккумулируют множество мелких пузырьков, захваченных остаточным слоем жидкости. Это объясняет разницу в количестве пузырьков в волне возмущения и остаточном слое.

Основное отличие между двумя распределениями наблюдается в диапазоне больших диаметров пузырьков ($D > 0,5$ мм) и состоит в заметно большей вероятности появления крупных пузырьков в волнах возмущения. Можно выделить две причины такого отличия. Во-первых, захват крупных пузырей осуществляется по другим сценариям, а именно, удар крупных фрагментов переходных структур и опрокидывание волн быстрой ряби. Оба сценария реализуются непосредственно перед волнами возмущения, которые быстро поглощают захваченные крупные пузырьки. Во-вторых, крупные пузырьки имеют высокую вероятность схлопывания при нахождении в тонком остаточном слое жидкости между волнами возмущения (средняя толщина остаточного слоя составляет 0,2 мм для режима течения, показанного на рисунке 5.57). Таким образом, даже если крупному пузырьку удастся покинуть волну возмущения через ее задний склон, он неизбежно схлопнется при попадании в провал между волнами медленной ряби.

Концентрация пузырьков в зависимости от режимных параметров.

Наличие сильной корреляции между количеством пузырьков и объемом жидкости представляет интерес для более детального количественного исследования. На рис. 5.58 эти два параметра отстроены в зависимости друг от друга для всех комбинаций расходов газа и жидкости.

Вследствие сравнительно малого количества волн возмущения в каждой из записей, на графиках различимы отдельные петли, соответствующие повышению количества пузырьков и объема жидкости при прохождении отдельной волны возмущения. Фактически, эти зависимости представляют собой фигуры Лиссажу, а наличие петель означает гистерезис числа пузырьков в кадре при появлении и исчезновении волны возмущения в области измерений. На рис. 5.59 показана отдельная петля, соответствующая волне возмущения, проходившей через область измерений в момент времени t_1 (см. Рис. 5.57а). Кресты помечают передний фронт волны возмущения. В этой области количество пузырьков меньше, чем при аналогичной средней толщине пленки на заднем склоне волны возмущения.

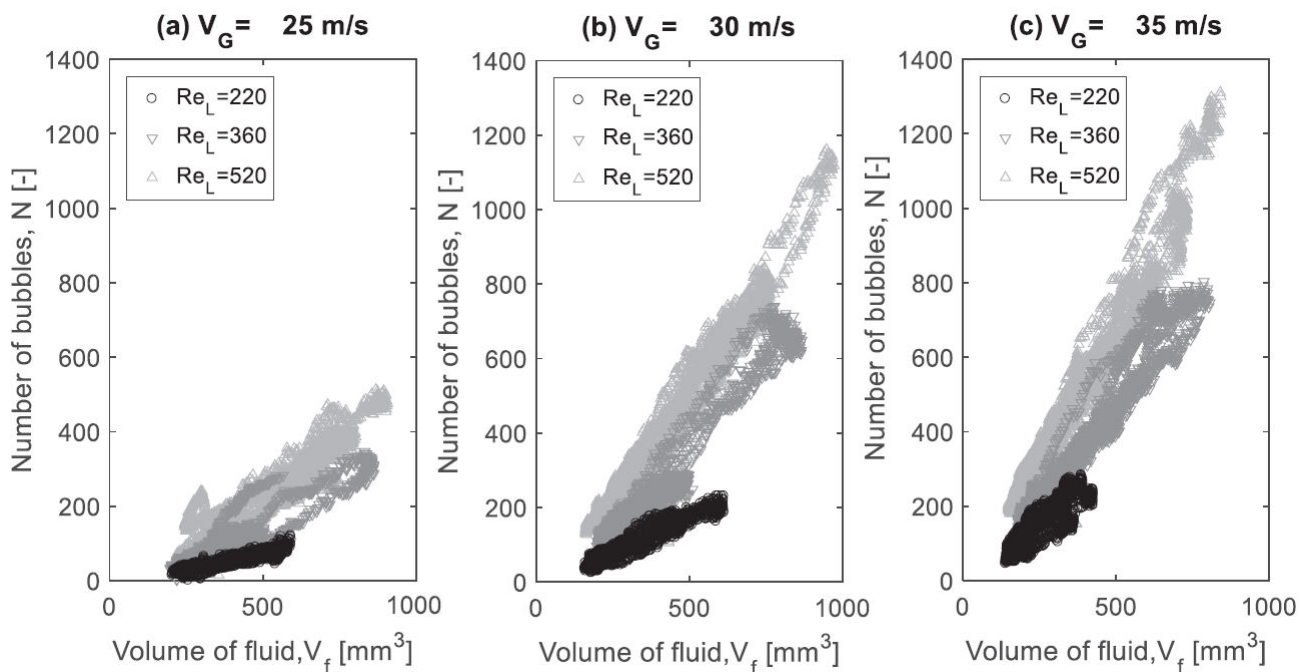


Рис. 5.58. Соотношение между количеством пузырьков и объемом жидкости в каждом кадре.

Для простоты каждая из зависимостей, показанных на рисунке 5.58, может быть описана как линейная. Наклон такой зависимости характеризует количество пузырьков в единице объема жидкости, т.е., объемную концентрацию пузырьков. Зависимость этой величины от расходов жидкости и газа показана на рис. 5.60.

Зависимость этой величины от расходов каждой из фаз может быть описана формулой:

$$N = A(V_G - V_{G0})^{0.5}; N = B(Re_L - Re_{L0})^{0.5} \quad (5.25)$$

Здесь величина V_{G0} зависит от числа Рейнольдса жидкости, а Re_{L0} зависит от скорости газа; A и B - константы.

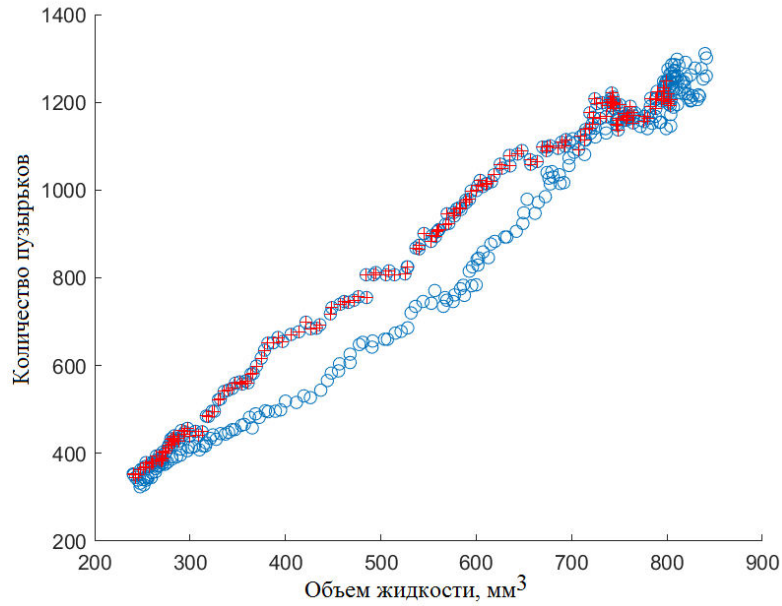


Рис. 5.59. Соотношение между количеством пузырьков и объемом жидкости в каждом кадре для волны, помеченной временем t_1 на рис. 5.57(a). Кресты помечают прохождение переднего фронта волны.

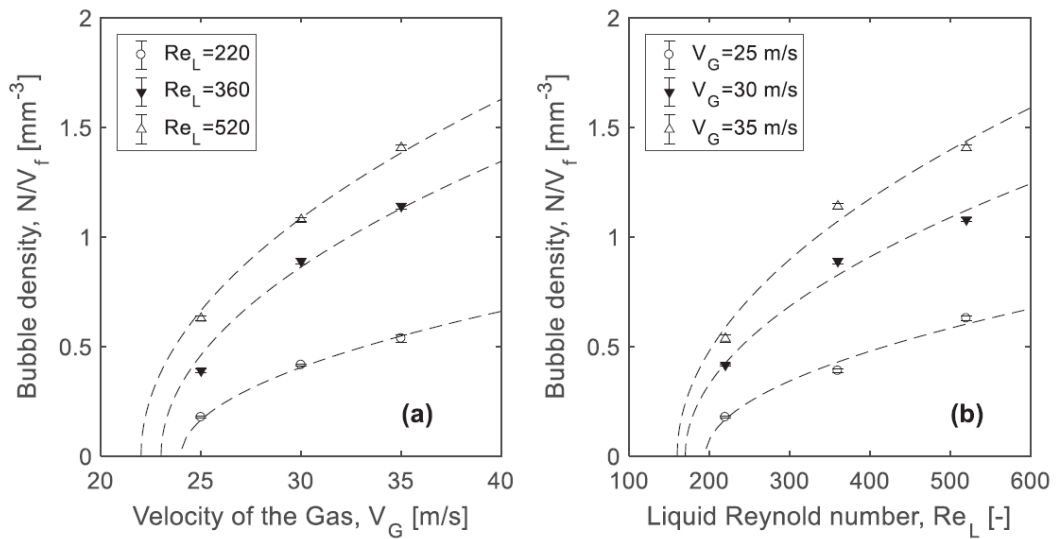


Рис. 5.60. Зависимость объемной концентрации пузырьков от скорости газа (a) и числа Рейнольдса жидкости (b). Также показаны границы доверительного интервала 95% линейной аппроксимации зависимостей, представленных на рис. 5.58.

Возрастание концентрации пузырьков с расходами обеих фаз не удивительно, поскольку аналогичное поведение наблюдается для интенсивности уноса жидкости в дисперсную фазу и, как следствие, количества осаждающихся капель, благодаря которым и происходит захват основного количества пузырьков. Корневой характер зависимости предполагает, что

концентрация пузырьков выходит на насыщение при больших расходах фаз. В секции 5.3.2 было отмечено, что наклонные удары капель могут разрушать существующие пузырьки. Таким образом, когда остаточный слой жидкости достаточно плотно и равномерно засеян пузырьками, новые удары капель с образованием борозд будут не только создавать новые пузырьки, но и уничтожать старые. Таким образом, процесс образования новых пузырьков в остаточном слое жидкости будет ограничен.

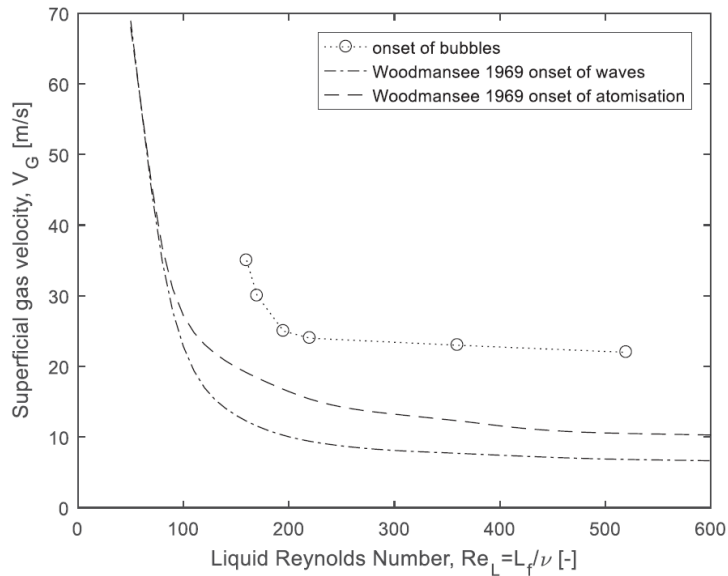


Рис. 5.61: Сравнение точек пересечения зависимостями (5.25) линии $N=0$ с границами начала формирования волн возмущения и начала уноса (Woodmansee & Hanratty 1969).

Зависимости, показанные выше, дают шесть пар значений расходов жидкости и газа, в которых зависимости пересекают ось $N=0$: три точки с координатами $\{V_{G0}, Re_L\}$ и три точки с координатами $\{V_G, Re_{L0}\}$. Эти точки, которые, предположительно, соответствуют режимным границам перехода к захвату пузырьков, показаны на рис. 5.61. На этом же рисунке даны режимные границы области существования волн возмущения и области наличия уноса жидкости в дисперсную фазу, представленные в работе Woodmansee & Hanratty (1969). В этой работе использовался канал такой же ориентации, формы и высоты, что и в настоящих экспериментах. Различие состояло только в ширине канала, влияние которой, скорее всего, не значительно. Форма линии, аппроксимирующей полученные шесть точек, сходна с формой режимных границ. В самом деле, два из трех сценариев захвата пузырьков, описанные в секции 5.3.2, требуют наличия уноса жидкости в дисперсную фазу; третий сценарий требует наличия волн возмущения с опрокидывающимися волнами быстрой ряби. Тем не менее, "переход к пузырькам" происходит при более высоких скоростях газа, нежели "переход к каплям". Этого количественного различия следовало ожидать, поскольку приведенные выше соображения по

анализу плотности пузырьков получены экстраполяцией данных в условиях относительно равномерного распределения пузырьков в плоскости x - y , а не отдельных "пятен" пузырьков, возникающих вследствие единичных ударов капель. Кроме того, вероятности отрыва и осаждения капель связаны с расстоянием от входа в канал. Последнее было значительно выше в экспериментах Woodmansee & Hanratty (1969).

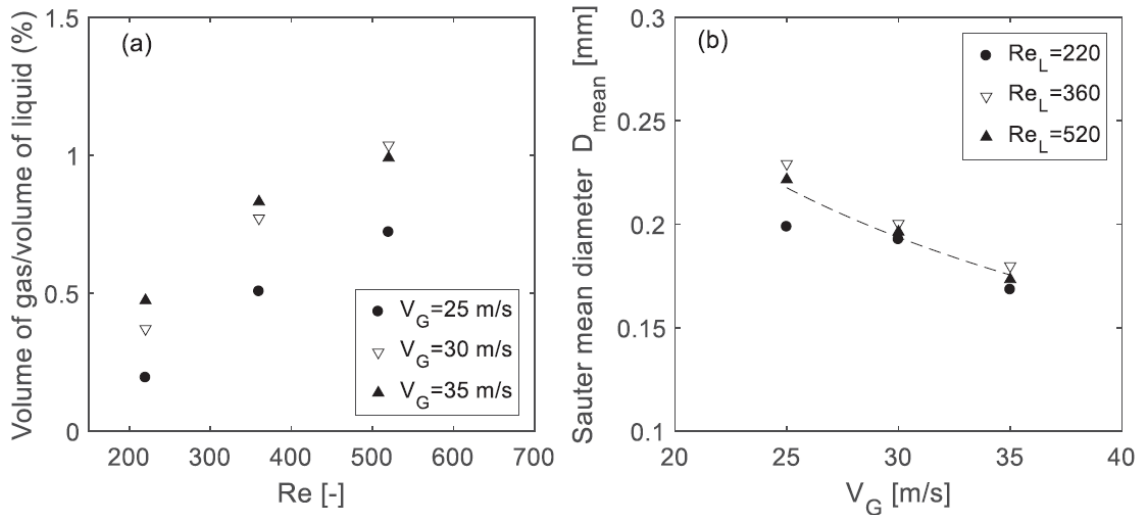


Рис. 5.62. Зависимость степени аэрации пленки жидкости (а) и среднего диаметра пузырьков по Саутеру (б) от режимных параметров.

Сопоставление зависимостей количества пузырьков от объема жидкости с данными по размеру пузырьков позволяет построить зависимость объема захваченного воздуха от объема жидкости. Такие зависимости также линейны, а их наклон характеризует степень аэрации пленки жидкости. Зависимость степени аэрации от режимных параметров показана на рис. 5.62(а). Повышение Re_L приводит к нелинейному повышению аэрации. Этого следовало ожидать, поскольку увеличение расхода жидкости ведет к увеличению количества и объема волн возмущения. Повышение скорости газа также приводит к усилению аэрации. На рисунке 5.62(б) показана зависимость среднего диаметра пузырьков по Саутеру от режимных параметров. Эта величина слабо зависит от расхода жидкой фазы, однако заметно понижается с увеличением скорости газа. Такой результат согласуется с результатами качественных наблюдений, согласно которым мелкие пузырьки чаще встречаются при высоких скоростях газа, поскольку более крупные пузыри имеют меньшую вероятность захвата и выживания в тонких слоях жидкости. Понижение размеров пузырей, возможно, связано с ограничением роста аэрации пленки с увеличением скорости газа, наблюдаемым на рисунке 5.62(а).

5.3.4. Скорости пузырьков

Распределение пузырьков по скоростям

Распределения пузырьков по скоростям обладают более сложной структурой, нежели распределения по размерам. Бимодальность распределений по скоростям очевидна уже из их формы, без проведения дополнительного анализа (Рис. 5.63). Естественно предположить, что эта бимодальность связана с сосуществованием быстрых волн возмущения и медленного остаточного слоя. Для проверки этого предположения были построены мгновенные распределения пузырьков по скоростям и исследована эволюция этого распределения во времени. Графическое представление процесса показано на рисунке 5.64. Анализируется тот же режим, что и на рис. 5.57.

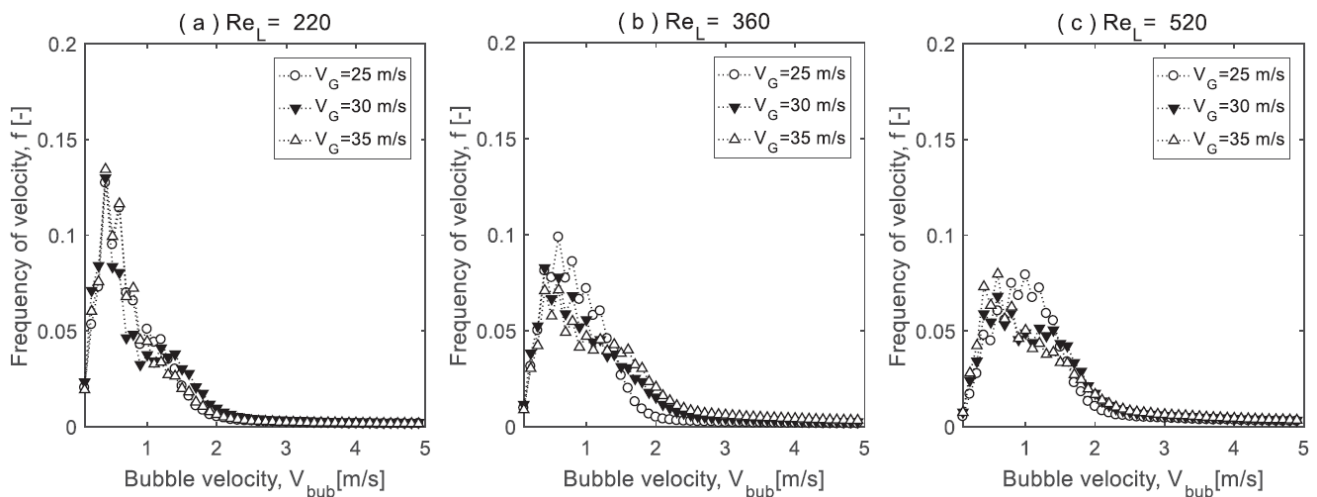


Рис. 5.63. Сравнение распределений пузырьков по скоростям для $Re_L=220$ (a), $Re_L=360$ (b) и $Re_L=520$ (c).

Когда в области наблюдений появляется волна возмущения, распределение по скоростям смещается в сторону больших значений и растягивается на больший диапазон скоростей. На рисунке 5.65 дано сравнение распределений, полученных в моменты времени t_1 and t_2 (те же моменты, в которые анализировалось распределение по размерам), соответствующие волне возмущения и остаточному слою жидкости. Пузырьки в остаточном слое жидкостью движутся с наиболее вероятной скоростью 0,4 м/с; предельные скорости достигают примерно 1 м/с. Внутри волны возмущения модальное значение скорости равно 1,6 м/с; тем не менее, значения, близкие к нулю, все еще представлены в распределении. Вариация скорости пузырьков, определяемая как отношение стандартного отклонения к среднему значению, примерно одинакова для волн возмущения и остаточного слоя жидкости.

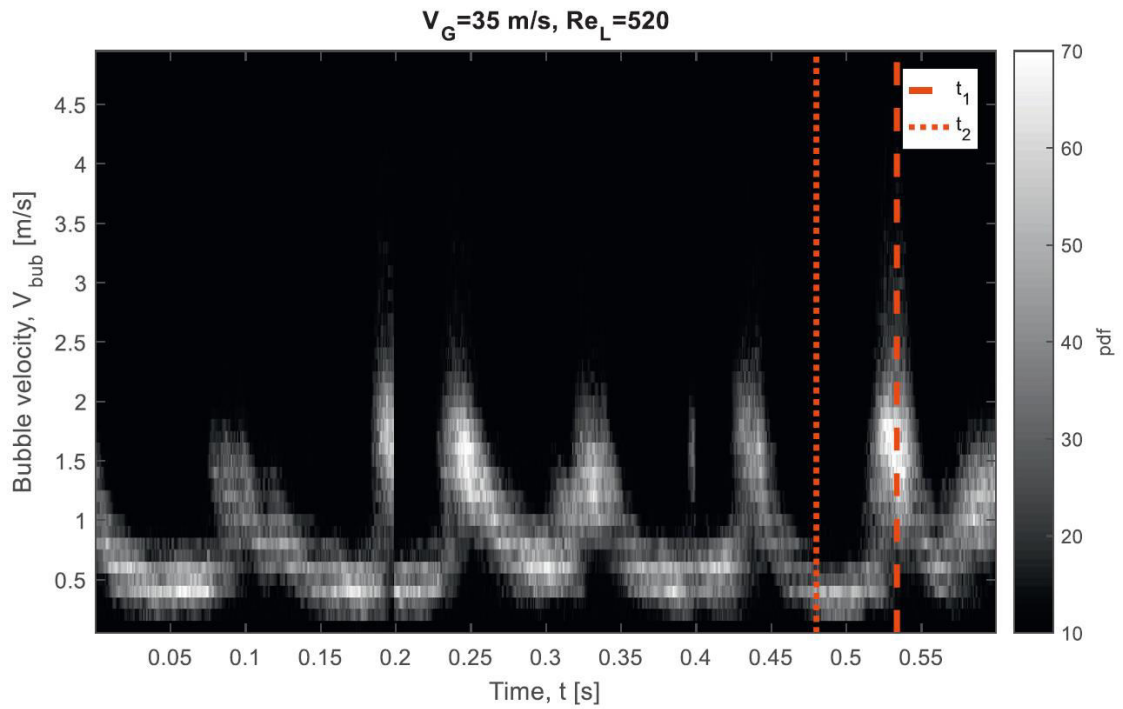


Рис. 5.64. Временная эволюция распределения пузырьков по скоростям; совмещены три записи длиной 0,2 секунды каждая. Моменты времени t_1 и t_2 соответствуют волне возмущения и остаточному слою жидкости. Представлен тот же режим, что и на рис. 5.57.

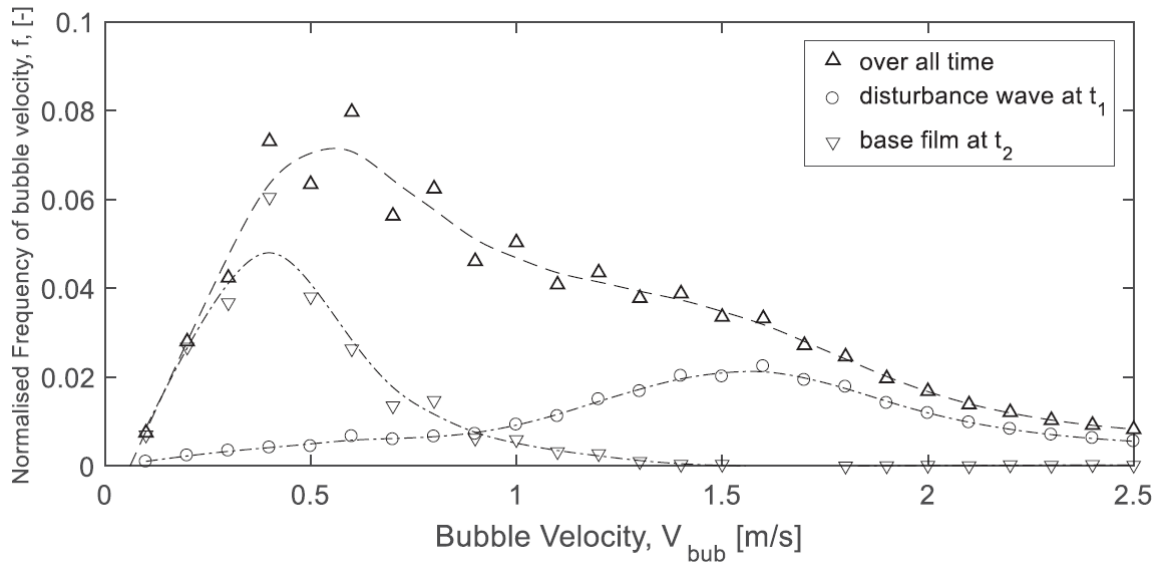


Рис. 5.65. Распределения пузырьков по размеру в моменты времени t_1 и t_2 . Для сравнение дано распределение по скоростям, полученное по всем пузырькам для данного режима.

Качественные наблюдения показывают, что пузырьки в целом следуют за скоростью окружающей их жидкости. Так, пузырьки между волнами медленной ряби в остаточном слое жидкости движутся медленнее этих волн. Когда пузырек попадает в волну медленной ряби, он ускоряется и движется со скоростью, почти равной фазовой скорости этой волны. Из-за

наличия небольшой разницы в скорости, он в конце концов покидает волну медленной ряби через ее задний склон и снова замедляется до прежней малой скорости. Пузырьки в волне возмущения, как было упомянуто выше, следуют за движением волн возмущения и волн быстрой ряби.

Исследование профиля скорости в пленке жидкости, используя пузырьки в качестве трассеров

В самом деле, можно ожидать, что, благодаря низкой плотности и малому размеру наблюдаемые пузырьки будут следовать за относительно медленным течением окружающей их жидкости. Оценка сверху числа Стокса (пузырек диаметром 1 мм при скорости жидкости 2 м/с) дает значение 0,133; наиболее вероятные значения диаметра пузырька и скорости жидкости снижают это значение на порядок в волне возмущения и почти на два порядка в остаточном слое жидкости. Кроме того, число Рейнольдса обтекания крупных пузырей в волнах возмущения может достигать высоких значений (порядка тысячи), что приводит к еще большему снижению эффективного числа Стокса (см., например, Israel & Rosner, 1982). Таким образом, использование пузырьков в качестве трассеров вполне оправдано. Это также согласуется с выводами анализа, проведенного в работе Korplin (2004).

Данные по профилю скорости в пленке жидкости в дисперсно-кольцевом течении относительно редки. Наиболее информативные недавние исследования такого рода были проведены Zadrazil & Markides (2014), применявшими PIV/PTV подход в опускном течении и Ashwood et al. (2015), использовавшими микро-PIV в восходящем потоке. В обоих случаях в качестве трассеров использовались мелкие твердые частицы. В обоих случаях, были получены профили продольной компоненты скорости, $U_x(z)$, осредненные по времени: осреднялись все значения U_x , полученные при определенном значении z , без разделения между остаточным слоем жидкости и волнами возмущения. Полученные профили качественно схожи с т.н. универсальным профилем скорости (Universal Velocity Profile, UVP), выводимым из формулы фон Кармана для пограничного слоя в однофазном течении и состоящего из линейного пристенного слоя и двух логарифмических слоев ("буферный" слой и "турбулентный" слой).

В отличие от упомянутых исследований, в настоящих экспериментах отсутствует информация о расстоянии между "трассером" и стенкой. Таким образом, прямые измерения профиля скорости невозможны. С другой стороны, известна толщина пленки жидкости, окружающей каждый пузырек, h_E , в противоположность к подходу Korplin (2004). Благодаря этому некоторые не прямые выводы относительно профиля скорости все же могут быть сделаны. Для такого анализа необходимо предположение о монотонной зависимости продольной компоненты скорости жидкости, U_x , от расстояния между трассером и стенкой, z . В таком случае выборка

всех значений скорости, принадлежащих узкому интервалу значений h_E , соответствует набору локальных скоростей жидкости на интервале значений z от 0 до h_E , а максимальное значение скорости из этой выборки соответствует скорости на расстоянии $z = h_E$. Такое предположение, скорее всего, не выполняется для мгновенных профилей скорости, вследствие наличия рециркуляционных зон в толще пленки (Zadrazil & Markides, 2014). Тем не менее, мы ожидаем, что оно будет приблизительно верно описывать усредненный профиль скорости, при условии, что амплитуда циркуляций невелика.

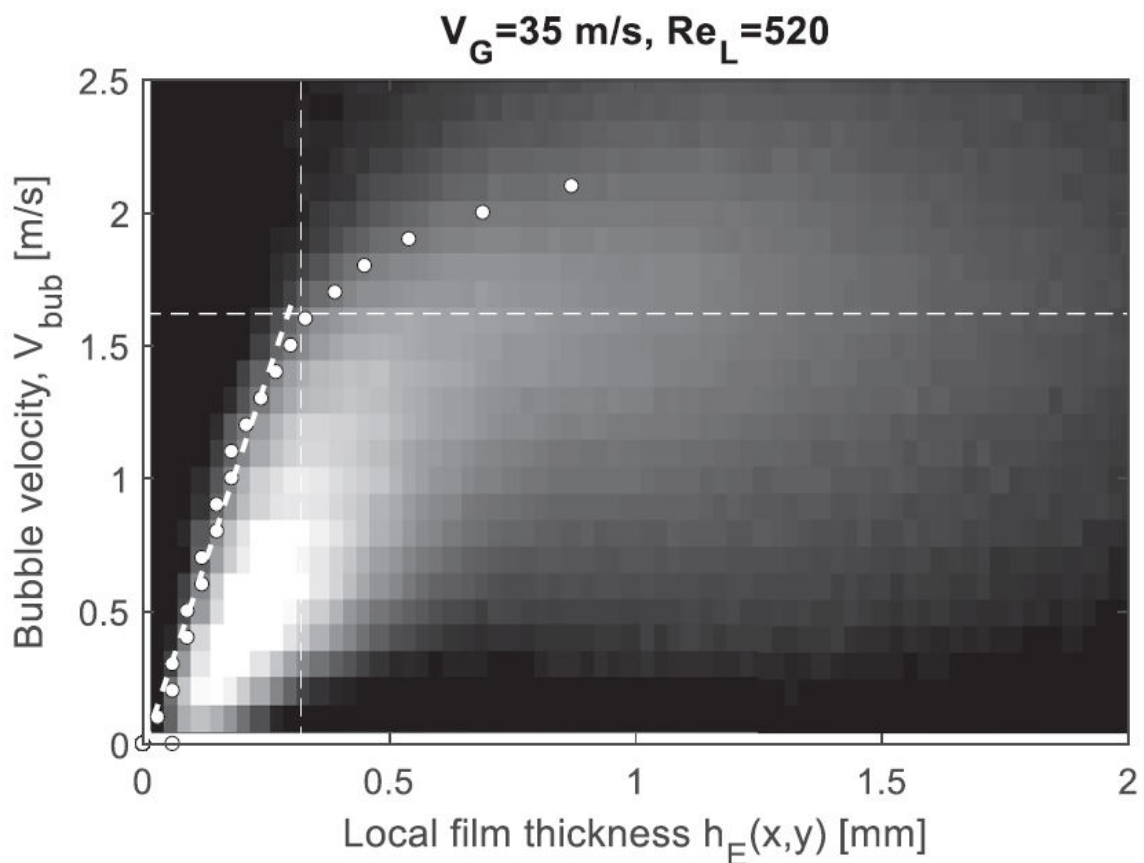


Рис. 5.66. Двумерное распределение пузырьков по скорости и толщине окружающей пленки жидкости. Пунктирные линии показывают среднюю толщину пленки и среднюю скорость жидкости. Белые точки соответствуют максимальным значениям скорости пузырьков при данной толщине пленки.

На рис. 5.66 показано двумерное распределение пузырьков по скорости и толщине окружающей их пленки жидкости, h_E . Для сравнения на этом же рисунке даны средняя толщина пленки жидкости и средняя скорости жидкости (определенная как отношение удельного расхода жидкости к средней толщине пленки). Средняя скорость жидкости хорошо соответствует средней скорости пузырьков в волнах возмущения. Это согласуется с предположением Nan et al. (2006) о том, что волны возмущения переносят большую часть жидкости.

Для каждого интервала h_E , была определена максимальная скорость пузырьков, $U_{\max}$, как значение, превышающее скорость 98.5% пузырьков в данном интервале. Значения $U_{\max}$ помечены на рисунке 5.66 белыми точками. При низких h_E , $U_{\max}$ линейно растет с расстоянием от стенки, что соответствует описанию линейного слоя (также называемого вязким или "ламинарным" подслоем). В этом слое наблюдается сдвиговое течение, определяемое касательным напряжением трения на стенке канала. На больших расстояниях зависимость $U_{\max}$ (h_E) становится логарифмической, в согласии с универсальным профилем скорости.

Касательное напряжение трения на стенке определяется в линейной области как:

$$\tau_w = \mu \frac{U_{\max}}{h_E} \quad (5.26)$$

Из этой величины рассчитывается сдвиговая скорость, U_τ , и проводится обезразмеривание скорости U и координаты z :

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_L}}; U^+ = \frac{U}{U_\tau}; z^+ = \frac{z U_\tau}{\nu} \quad (5.27)$$

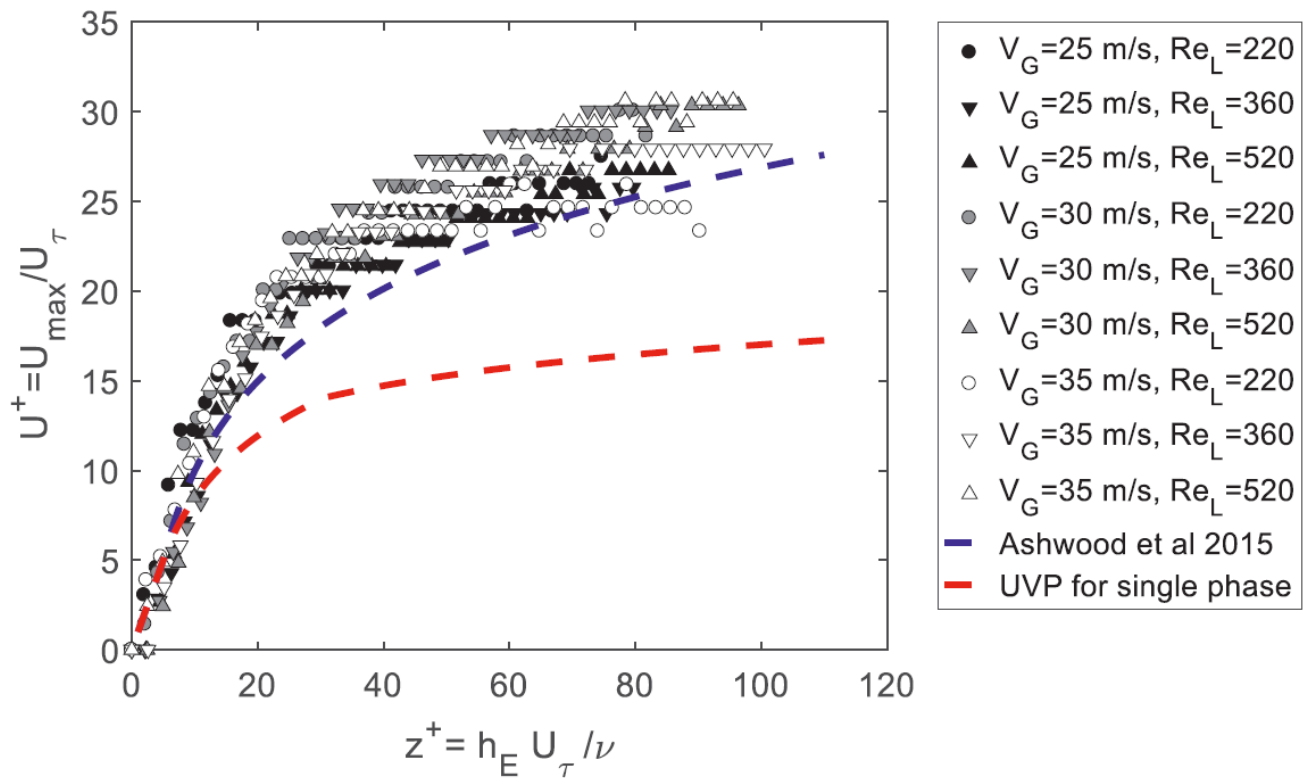


Рис. 5.67. Максимальная скорость пузырьков в узком диапазоне толщин пленки в зависимости от толщины пленки в единицах трения на стенке для всех комбинаций расходов жидкости и газа. Также показаны универсальный профиль скорости и его коррекция, предложенная Ashwood et al. (2015).

Экспериментальные зависимости $U_{\max}(h_E)$ в единицах $U^+(z^+)$ для всех комбинаций расходов жидкости и газа представлены на рисунке 5.67. В безразмерных единицах профили скорости, полученные при разных режимных параметрах, слабо отличаются друг от друга. Вблизи стенки (до значений $z^+=10$) наблюдается линейный, квази-ламинарный профиль скорости. На больших расстояниях от стенки профиль становится логарифмическим, однако значения безразмерной скорости в буферном и логарифмическом слоях оказываются значительно выше значений, предсказываемых универсальным профилем скорости (показан на рис. 5.67 красной пунктирной линией). Конкретно, в экспериментальном профиле скорости в данной работе буферный слой описывается формулой $U^+=5,5\ln(z^+)+5$, в то время как в универсальном профиле толщина линейного слоя составляет лишь $z^+=5$, буферный слой описывается формулой $U^+=5\ln(z^+)-3$, а турбулентный слой начинается при $z^+=30$ и выражается как $U^+=2,5\ln(z^+)+5,5$. Универсальный профиль скорости также не согласуется с данными других авторов. Zadrazil & Markides (2014) не проводили количественного анализа соответствия между их экспериментальными профилями скорости и UVP, однако, Ashwood et al. (2015) обнаружили, что для описания их профилей скорости необходимо изменить коэффициенты в универсальном профиле скорости. Полученный Ashwood et al. (2015) профиль скорости показан на рисунке 5.67 синей пунктирной линией. Этот профиль значительно ближе к нашим данным, однако все еще лежит ниже. Анализируя данные Ashwood et al. (2015), а также большую выборку данных других авторов по средней толщине пленки жидкости, Cioncolini et al. (2015) пришли к выводу, что толщина линейного и буферного слоев в условиях кольцевого течения может быть больше, чем в однофазных потоках. Этими авторами были предложены новые границы соответствующих слоев, а именно, $z^+=9$ и $z^+=40$.

Расхождение экспериментальных данных разных авторов может быть связано с неразличением двух зон пленочного течения, а именно, остаточного слоя жидкости и волн возмущения. В рамках подходов, используемых Zadrazil & Markides (2014) и Ashwood et al. (2015), неявно подразумевается, что U_x является лишь функцией z , вне зависимости от того, проводятся ли измерения в остаточном слое или в волне возмущения. В то же время, профиль скорости в этих двух случаях может существенно отличаться. Последнее подтверждается измерениями мгновенного касательного напряжения трения на стенке (см., напр., Miya et al., 1970). Таким образом, осреднение различных профилей скорости, усиленное вариацией скважности волн возмущения в различных условиях, может приводить к значительному искажению экспериментальных данных.

В настоящем эксперименте линейная и логарифмическая части профиля скорости были фактически получены в разных зонах, поскольку значения z^+ определялись по толщине пленки, а не по расстоянию от стенки. Таким образом, линейный участок профиля скорости был

измерен в остаточном слое жидкости, и его градиент не может быть использован для расчета профиля скорости в буферном и турбулентном слоях, которые были измерены лишь в волнах возмущения. Попытка прояснить вопрос о наличии разницы между профилями скорости в различных зонах может быть сделана на основе настоящих данных в рамках дополнительного предположения о равномерном пространственном расположении пузырьков вдоль координаты z . Если это предположение выполняется, каждая колонка (т.е., узкий диапазон значений h_E) в двумерном распределении пузырьков (таком, как на рис. 5.66) может быть перестроена таким образом, чтобы все пузырьки были ранжированы в порядке возрастания скорости и размещены равномерно на оси z на отрезке 0 до h_E . Такое представление дает возможность построить зависимость $U_x(z)$. Скорости отдельных пузырьков в такой зависимости могут быть объединены в бины по z с шириной 0,04 мм, соответствующей радиусу самых мелких пузырьков, идентифицируемых алгоритмом. Зависимости $U_x(z)$ для $Re_L=520$ и $V_g=35$ м/с показаны на Рис. 5.68(a). Полученные профили скорости выглядят достаточно правдоподобно. Качественно зависимость касательного напряжения трения на стенке от h_E соответствует высоте линии $U_x(h_E)$ при $z=0,04$ мм. Эта величина растет с увеличением h_E , достигая максимума в районе $h_E=0,5$ мм; впоследствии она плавно снижается и достигает насыщения примерно при $h_E=1$ мм, все еще оставаясь выше, чем в тонких пленках. Эта зависимость показана подробнее для трех профилей скорости на рисунке 5.68(b).

Первый профиль соответствует малым толщинам, возможным лишь в области остаточного слоя жидкости. В этой области профиль скорости является практически линейным. Диапазон больших h_E соответствует гребням волн возмущения, покрытым волнами быстрой ряби. Касательное напряжение трения на стенке здесь примерно в 1,5 раза выше, чем в остаточном слое жидкости, и переход от линейного слоя к турбулентному здесь происходит достаточно быстро. Диапазон промежуточных значений, примерно от 0,3 до 0,8 мм, скорее всего, соответствует задним склонам волн возмущения, поскольку передние склоны являются очень крутыми и, следовательно, более короткими. Под задними склонами волн возмущения наблюдаются самые высокие значения трения на стенке и самые высокие значения скорости на фиксированном расстоянии от стенки. Интересно, что эта область является областью генерации волн быстрой и медленной ряби, и этот максимум может быть связан с процессами генерации. Это соответствует PTV-экспериментам, представленным в разделе 4.2.

Альтернативным объяснением наблюдаемого максимума является нарушение предположения об однородном распределении пузырьков по z -координате под задним склоном волны. В этом случае возможно существование внутреннего течения, увлекающего пузырьки от стенки к межфазной поверхности, которое может быть ответственно за генерацию волн ряби. В любом случае, в области генерации волн ряби под задним склоном волн возмущения присутствует

некая особенность течения, которая требует дальнейшего изучения при помощи методов PIV/PTV с твердыми трассерами и известным расстоянием от трассера до стенки.

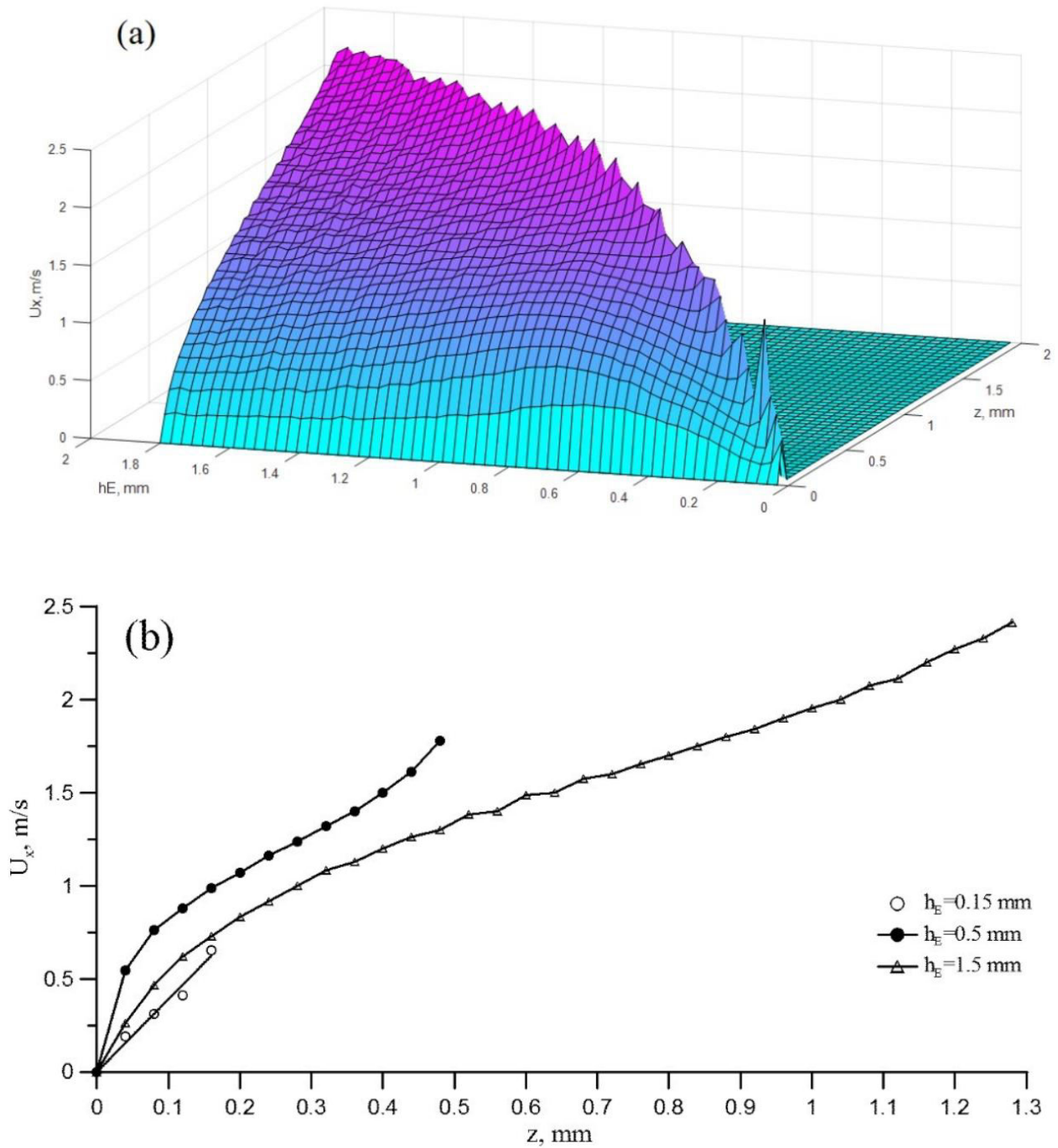


Рис. 5.68. Профили скорости, $U_x(z)$, полученные при различных значениях h_E . (a) Полный набор полученных профилей в виде трехмерной поверхности; (b) Три избранных профиля: в остаточном слое жидкости, под задним склоном волны возмущения и под гребнем волны возмущения

5.4. Выводы по главе 5

При помощи ЛИФ-метода было проведено исследование таких процессов обмена дисперсной фазой между жидкой пленкой и газовым ядром, как срыв капель с поверхности пленки, осаждение капель из газового потока на поверхность пленки, захват пузырьков газа пленкой жидкости и уничтожение пузырьков. Данные процессы исследовались с привязкой к динамике волн возмущения и волн быстрой и медленной ряби с целью выявить роль волн различных типов в рассматриваемых явлениях.

Показано, что средний размер капель, срываемых с поверхности пленки, значительно превышает средний размер капель в потоке. Различие объясняется дроблением капель при вторичном брызгоуносе, более быстрым осаждением крупных капель, а также, возможно, вторичной атомизацией капель. Скорость капель сразу после отрыва примерно в два раза превышает скорость волн быстрой ряби. Срыв капель происходит за счет разрушения волн быстрой ряби, по сценариям *bag break-up* и *ligament break-up*, обнаруженным Azzopardi (1983). Реализация того или иного сценария определяется трехмерной структурой волн быстрой ряби: *bag break-up* реализуется при разрыве всего трехмерного фронта волны быстрой ряби, а *ligament break-up* - в местах соединения боковых краев волн быстрой ряби. Стереоскопические наблюдения показывают, что разрыву фронта волны быстрой ряби предшествует рост амплитуды волны, с деформацией и прорывом ее центральной части газовым потоком и последующим разрушением кромки волны. Формирование лигамента происходит благодаря сдвиговому воздействию газового потока на продольно ориентированную структуру, возникающую в месте соединения боковых краев волн быстрой ряби.

Первичный срыв капель реализуется за счет этих двух механизмов отрыва; вторичный унос реализуется при ударах капель, осаждающихся из газового потока на поверхность пленки, а также при разрушении пузырьков газа, захваченных пленкой жидкости. Гипотезы, объясняющие явление отрыва в рамках представления о гладкой волне возмущения, являются в лучшем случае упрощенным описанием механизмов *bag* и *ligament break-up*, дающим завышенную оценку объема срываемой жидкости за один акт уноса. Показано, что т.н. физические модели, направленные на предсказание интенсивности уноса жидкости, базируются на ряде неверных упрощающих предположений, как в отношении механизмов срыва капель, так и в отношении структуры волн возмущения. Для построения физических моделей уноса капель необходимо моделирование всего каскада событий, приводящих к отрыву: формирование волн возмущения за счет слияния начальных высокочастотных волн, формирование волн быстрой ряби за счет неустойчивости задних склонов волн возмущения,

эволюция волн быстрой ряби в трехмерном пространстве, разрушение волн быстрой ряби газовым потоком.

Апробация ЛИФ-метода к исследованию ударов капель проведена на тестовой задаче нормального удара крупной медленной капли по покоящемуся слою жидкости. Опробованы различные способы добавления флюорофора, позволяющие отдельное исследование эволюции материала капли и эволюции слоя жидкости. Показано, что ЛИФ-измерения адекватно воспроизводят все стадии удара с формированием кратера и дают хорошее количественное соответствие с существующими моделями явления.

Исследование ударов капель, осаждающихся из газового потока, по поверхности пленки жидкости, позволило обнаружить удары с формированием борозды на поверхности пленки, сопровождающиеся интенсивным захватом пузырьков газа. Такие удары реализуются при малых углах между траекторией капли и поверхностью пленки в месте удара. Это условие выполняется, главным образом, при ударах по поверхности остаточного слоя жидкости, в то время как удары с формированием кратера чаще всего реализуются на поверхности волн возмущения. Размеры борозд определяются, в первую очередь, диаметром падающей капли; на поверхности борозды возникают поперечно-ориентированные возмущения, предположительно, благодаря сдвиговой неустойчивости, вызванной движением капли. Показано, что корреляции для определения порога всплеска при ударах с формированием кратера не работают в дисперсно-кольцевом течении. Обнаружено явление полного или частичного выживания начальной капли при ударе по гребню волны медленной ряби, сопровождающееся вторичным брызгоуносом из материала капли вследствие деформации и разрыва центральной части капли. Применение стереоскопического подхода подтверждает вывод малости углов наклона траекторий капель к горизонту и о ключевой роли наклона поверхности пленки жидкости в реализации того или иного сценария удара.

Было проведено исследование сценариев захвата пузырьков газа пленкой жидкости. Обнаружен новый сценарий захвата пузырьков при наклонных ударах быстрых капель с формированием борозды на поверхности пленки. Интенсивность такого захвата на порядки превосходит интенсивность захвата воздушной подушки между поверхностью капли и поверхностью слоя жидкости. Частным случаем такого сценария является удар остатков жидких сумок и лигаментов по поверхности пленки. Подтверждено явление захвата крупных пузырей при опрокидывании волн; в дисперсно-кольцевом течении данный сценарий реализуется благодаря опрокидыванию волн быстрой ряби. Показано, что при наклонных ударах капель происходит захват большого количества сравнительно мелких пузырьков с широким спектром размеров, часть из которых вскоре уничтожается возвратным течением жидкости при восстановлении формы поверхности. Показано, что распределение пузырьков по размеру определяется

особенностями нового сценария захвата, а не дроблением пузырьков, как это предполагалось ранее на основе аналогии с морскими волнами. Большая часть пузырьков захватывается по новому сценарию на поверхности остаточного слоя и впоследствии аккумулируется волнами возмущения. По этой причине концентрация пузырьков внутри волн возмущения значительно возрастает. Способность волны возмущения удерживать определенное количество пузырьков определяется объемом жидкости в этой волне. Крупные пузыри захватываются перед волнами возмущения и могут существовать лишь в волне возмущения. Пузырьки могут разрушаться вследствие внешнего возмущения либо при попадании крупного пузырька в тонкий слой жидкости, толщиной меньше диаметра пузырька. Можно ожидать, что количество пузырьков будет расти с расстоянием от входа к канал, поскольку участок пленки будет претерпевать все большее и большее количество ударов капель, создающих новые пузырьки. Однако в итоге будет достигнуто равновесное состояние, при котором пленка будет равномерно засеяна пузырьками. В этом случае все новые удары капель будут не только создавать новые пузырьки, но и разрушать старые.

Поскольку пузырьки, по-видимому, следуют за течением окружающей их жидкости, была сделана попытка охарактеризовать профиль скорости в пленке жидкости, используя пузырьки в качестве трассеров. Профиль скорости был получен посредством измерения максимальной скорости пузырьков, захваченных слоем жидкости известной толщины. Таким образом, линейный слой в профиле скорости был измерен лишь в остаточном слое жидкости. Попытка сравнить профили скорости в волнах возмущения и в остаточном слое была сделана на основе предположения о равномерном распределении пузырьков по z -координате. Такой анализ показал линейный профиль скорости в остаточном слое и турбулентный - в волне возмущения. Касательное напряжение трения на стенке выше в волне возмущения достигает максимума под ее задним склоном. Данные измерения являются косвенными и требуют достаточно сильных предположений, поэтому для полного анализа мгновенных полей скорости в волнах возмущения требуется проведение измерений методами PIV/PTV.

Основные результаты и выводы работы

1. Разработана модификация метода лазерно-индуцированной флюоресценции, позволяющая проведение полевых измерений локальной толщины пленки жидкости одновременно с исследованием элементов дисперсной фазы.
2. Обнаружена неустойчивость заднего склона волн и подавление капиллярного предвестника нелинейных волн в режимах без уноса жидкости в дисперсную фазу. Показана возможность моделирования генерации вторичных волн при помощи двумерных моделей с автомодельным ламинарным профилем скорости в жидкости.
3. Обнаружено явление генерации волн быстрой и медленной ряби на задних склонах волн возмущения в режимах с уносом жидкости в дисперсную фазу. Показано, что сценарий эволюции волны ряби определяется координатой ее возникновения. Обнаружена область повышенного трения на стенке в области генерации волн ряби.
4. Обнаружено, что волны возмущения формируются вследствие слияния начальных высокочастотных волн, сопровождающегося скачкообразным увеличением продольного размера волны. Обнаружено существование сходных процессов вдали от входа в канал.
5. Определена взаимосвязь между механизмами срыва капель с поверхности волн возмущения и трехмерной структурой волн быстрой ряби. Проведен критический анализ гипотез, описывающих механизм срыва капель, а также физических моделей, предсказывающих интенсивность уноса жидкости в дисперсную фазу.
6. Обнаружены три сценария взаимодействия осаждающихся капель с поверхностью пленки, различающихся формой возмущения поверхности и выходом удара; определены условия реализации каждого из сценариев.
7. Обнаружен новый сценарий захвата пузырьков газа пленкой жидкости в результате наклонных высокоскоростных ударов капель по поверхности остаточного слоя жидкости. Определена роль волн возмущения в динамике пузырьков.

Список публикаций по теме диссертации

1. Alekseenko, S.V., Antipin, V.A., Cherdantsev, A.V., Kharlamov, S.M., Markovich, D.M., 2008. Investigation of waves interaction in annular gas-liquid flow using high-speed fluorescent visualization technique. *Microgravity Sci. Technol.*, 20(3-4): 271-275 (из перечня ВАК).
2. Alekseenko, S.V., Antipin, V.A., Cherdantsev, A.V., Kharlamov, S.M., Markovich, D.M., 2009. Two-wave structure of liquid film and waves interrelation in annular gas-liquid flow with and without entrainment. *Phys. Fluids*, 21: 061701-061704 (из перечня ВАК).
3. Alekseenko, S.V., Cherdantsev, A.V., Cherdantsev, M.V., Markovich, D.M., 2009. Investigation of secondary waves dynamics in annular gas-liquid flow. *Microgravity Sci. Technol.*, 21(Suppl. 1): 221-226 (из перечня ВАК).
4. Alekseenko, S.V., Cherdantsev, A.V., Heinz, O.M., Kharlamov, S.M., Markovich, D.M., 2011. An Image Analysis Method as Applied to Study the Space-Temporal Evolution of Waves in an Annular Gas-Liquid Flow. *Patt. Recogn. Image Analysis*, 21(3): 441-445 (из перечня ВАК).
5. Alekseenko, S., Cherdantsev, A., Cherdantsev, M., Isaenkov, S., Kharlamov, S., Markovich, D., 2012. Application of a high-speed laser-induced fluorescence technique for studying three-dimensional structure of annular gas-liquid flows. *Exp. Fluids*, 53(1): 77-89 (из перечня ВАК).
6. Alekseenko, S.V., Cherdantsev, A.V., Heinz, O.M., Kharlamov, S.M., Markovich, D.M., 2013. Application of the Image Analysis Method to Studies of the Space-Time Wave Evolution in an Annular Gas-Liquid Flow. *Patt. Recogn. Image Analysis*, 23(1): 35-43 (из перечня ВАК).
7. Alekseenko, S.V., Cherdantsev, A.V., Heinz, O.M., Kharlamov, S.M., Markovich, D.M., 2013. Analysis of spatial and temporal spectra of liquid film surface in annular gas-liquid flow. *Exp. Fluids*, 54(9): 1-12 (из перечня ВАК).
8. Alekseenko, S.V., Cherdantsev, A.V., Markovich, D.M., Rabusov, A.V., 2014. Investigation of droplets entrainment and deposition in annular flow using LIF technique. *Atomiz. Sprays*, 24 (3): 193-222 (из перечня ВАК).
9. Alekseenko, S.V., Cherdantsev, A.V., Heinz, O.M., Kharlamov, S.M., Markovich, D.M., 2014. Analysis of spatial and temporal evolution of disturbance waves and ripples in annular gas-liquid flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 67: 122-134 (из перечня ВАК).
10. Cherdantsev, A.V., Hann, D.B., Azzopardi, B.J., 2014. 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. *Int. J. Multiphase Flow*, 67: 52-64 (из перечня ВАК).
11. Alekseenko, S.V., Cherdantsev, A.V., Cherdantsev, M.V., Isaenkov, S.V., Markovich, D.M., 2015. Study of formation and development of disturbance waves in annular gas-liquid flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 77: 65-75 (из перечня ВАК).

12. Hann, D.B., Cherdantsev, A.V., Mitchell, A., McCarthy, I.N., Hewakandamby, B.N., Simmons, K., 2016. A Study of Droplet Impact on Static Films Using the BB-LIF technique. *Exp. Fluids*, 57(4): 1-12 (из перечня ВАК).
13. Vozhakov, I.S., Cherdantsev, A.V., Arkhipov, D.G., 2016. Modelling secondary instability of thin co-current gas-sheared film. *Fluid Dyn. Res.*, 48 (6): 061420 (из перечня ВАК).
14. Cherdantsev, A.V., Hann, D.B., Hewakandamby, B.N., Azzopardi, B.J., 2017. Study of the impacts of droplets deposited from the gas core onto a gas-sheared liquid film. *Int. J. Multiphase Flow*, 88: 69–86 (из перечня ВАК).
15. Vasques, J., Cherdantsev, A., Cherdantsev, M., Isaenkov, S., Hann, D., 2018. Comparison of disturbance waves parameters with flow orientation in vertical annular gas-liquid flows in a small pipe. *Exp. Thermal Fluid Sci.*, 97: 484-501 (из перечня ВАК).
16. Hann, D.B., Cherdantsev, A.V., Azzopardi, B.J., 2018. Study of bubbles entrapped into a gas-sheared liquid film. *Int. J. Multiphase Flow*, 108: 181-201 (из перечня ВАК).
17. Alekseenko, S.V., Cherdantsev, A.V., Kharlamov, S.M., Markovich, D.M., Rabusov, A.V., Smagina, A.V. (2012). Various aspects of application of high-speed LIF-technique to studying the wavy structure of liquid film in annular gas-liquid flow. *AIP Conference Proceedings* 1428, 225 (из перечня ВАК).
18. Cherdantsev, A.V., Cherdantsev, M.V., Isaenkov, S.V., Markovich, D.M., 2017. Study of development of disturbance waves in annular gas-liquid flow. *J. Phys.: Conf. Series*, 899: 032008 (из перечня ВАК).
19. Isaenkov, S., Cherdantsev, A., Cherdantsev, M., Markovich, D., 2017. Quantitative analysis of transverse non-uniformity of liquid film at the initial stage of annular-dispersed flow. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 894: 012105 (из перечня ВАК).
20. Cherdantsev, A.V., 2018. Overview of Physical Models of Liquid Entrainment in Annular Gas-Liquid Flow. *AIP Conf. Proc.*, 1939: 020006-1–7 (из перечня ВАК).
21. Alekseenko S.V., Cherdantsev A.V., Isaenkov S.V., Markovich D.M. Circumferential non-uniformity of waves on liquid film in annular flow without liquid entrainment. *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. 1 (2): 139–151 (2013).
22. Cherdantsev, A.V., Tokarev, M.P., Vasques, J.C., Hann, D.B., Hewakandamby, B.N., Azzopardi, B.J., 2017. Study of droplets entrainment and deposition in gas-sheared liquid film flow using stereo-BBLIF approach. 9th World Conf Exp Heat Transfer Fluid Mech Thermodyn, 12-15 June, 2017, Iguazu Falls, Brazil, paper OC005 (12 pages).
23. Cherdantsev, A.V., An, J.S., Charogiannis, A., Markides, C.N., 2018. Cross-Validation Of PLIF And BBLIF Towards The Detailed Study Of Gas-Sheared Liquid Films In Downward Annular Flows.

Proc. 19th Int. Symp. Appl. Laser Imag. Tech. Fluid Mech., Lisbon, Portugal, 16 - 19 July 2018 (14 pages).

24. Cherdantsev, A.V, Isaenkov, S.V, Cherdantsev, M.V, Markovich, D.M., 2018. Experimental Study Of Primary Instability Of Thick Liquid Films Under Strong Gas Shear Using Laser-Induced Fluorescence And Shadow Techniques. Proc. 19th Int. Symp. Appl. Laser Imag. Tech. Fluid Mech., Lisbon, Portugal, 16 - 19 July 2018 (16 pages).

25. Hann, D.B., Loizou, K., Vasques, J., Tokarev, M.P., Cherdantsev, A.V. The Use Of POD Filtering To Study The Transition From 2D To 3D In Stratified Two-Phase Flow. Proc. 19th Int. Symp. Appl. Laser Imag. Tech. Fluid Mech., Lisbon, Portugal, 16 - 19 July 2018 (16 pages).

Список литературы

- Abdulkadir, M., Hernandez-Perez, V., Kwatia, C. A., & Azzopardi, B. J. (2018). Interrogating flow development and phase distribution in vertical and horizontal pipes using advanced instrumentation. *Chem. Eng. Sci.*, 186: 152-167.
- Abrams, J., Hanratty, T.J. (1985). Relaxation effects observed for turbulent flow over a wavy surface *J. Fluid Mech.* 151 443–55
- Adebayo, I. T., & Matar, O. K. (2017). Droplet impact on flowing liquid films with inlet forcing: the splashing regime. *Soft matter*, 13(41), 7473-7485.
- Adomeit, P., Renz, U., 2000. Hydrodynamics of three-dimensional waves in laminar falling films. *Int. J. Multiphase Flow* 26, 1183–1208.
- Agafonova, N. D., Paramonova, I. L. (2016). Estimation of the Drop Size in Dispersed Flow. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 89(4), 840-847.
- Agbaglah, G., Thoraval, M. J., Thoroddsen, S. T., Zhang, L. V., Fezzaa, K., & Deegan, R. D. (2015). Drop impact into a deep pool: vortex shedding and jet formation. *Journal of fluid mechanics*, 764.
- Åkesjö, A., Gourdon, M., Vamling, L., Innings, F., Sasic, S., 2017. Hydrodynamics of vertical falling films in a large-scale pilot unit – a combined experimental and numerical study. *Int. J. Multiphase Flow*, 95: 188–198.
- Åkesjö, A., Vamling, L., Sasic, S., Olausson, L., Innings, F., Gourdon, M., 2018. Measurement methods of film thickness profiles and local heat transfer coefficients in falling films. *Exp. Thermal Fluid Sci.* (submitted).
- Akhmetbekov, Y.K., Alekseenko, S.V., Dulin, V.M., Markovich, D.M., Pervunin, K.S., 2010. Planar fluorescence for round bubble imaging and its application for the study of an axisymmetric two-phase jet. *Experiments in Fluids* 48, 615-629.
- Aktershev, S.P., Alekseenko, S.V., 1996. Interfacial instabilities in an annular two-phase flow. *Russ. J. Eng. Thermophys.* 6 (4), 307–320.
- Aktershev, S. P., Alekseenko, S. V. (2014). Wave flow of the condensate film. *High Temperature*, 52(1), 78-85.
- Alamu, M.B., Azzopardi, B.J., 2011. Wave and drop periodicity in transient annular flow. *Nucl. Eng. Des.* 241, 5079–5092.
- Alekseenko S.V., Antipin V.A., Guzanov V.V., Kharlamov S.M., Markovich D.M., 2005. Three-dimensional solitary waves on falling liquid film at low Reynolds numbers. *Phys Fluids* 17: 121701–121704.
- Alekseenko S.V., Antipin V.A., Bobylev A.V., Markovich D.M., 2007. Application of PIV to velocity measurements in a liquid film flowing down an inclined cylinder *Exp. Fluids*, 43: 197–207
- Alekseenko S.V., Aktershev S.P., Cherdantsev A.V., Kharlamov S.M., Markovich D.M., 2009. Primary instabilities of liquid film flow sheared by turbulent gas stream. *Int. J. Multiphase Flow*, 35: 617–27.
- Alekseenko, S. V., Guzanov, V. V., Markovich, D. M., & Kharlamov, S. M. (2012). Specific features of a transition from the regular two-dimensional to three-dimensional waves on falling liquid films. *Technical Physics Letters*, 38(8), 739-742.
- Alekseenko S.V., Cherdantsev A.V., Isaenkov S.V., Markovich D.M., 2013. Circumferential nonuniformity of waves on liquid film in annular flow without liquid entrainment. *Interfacial Phenomena Heat Transfer* 1: 139–51.
- Alekseenko SV, Aktershev SP, Bobylev AV, Kharlamov SM, Markovich DM (2015a) Nonlinear forced waves in a vertical rivulet flow. *J Fluid Mech* 770: 350–373.
- Alekseenko S V and Nakoryakov V E 1995 Instability of a liquid film moving under the effect of gravity and gas flow *Int. J. Heat Mass Transfer* 38 2127–34
- Alekseenko S V, Nakoryakov V E and Pokusaev B G 1985a Wave formation on a vertical falling liquid film *AIChE J.* 31 1446–60.

- Alekseenko, S. V., Nakoryakov, V. E., & Pokusaev, B. G. (1985b). Wave formation on vertical falling liquid films. *International journal of multiphase flow*, 11(5), 607-627.
- Alekseenko S V, Nakoryakov V E and Pokusaev B G 1994 *Wave Flow of Liquid Films* (New York: Begell House).
- Alghoul, S., 2011. Experimental investigation of a single droplet impact on the moving films. Ph.D. Thesis, University Of Nottingham, Nottingham, UK.
- Alghoul, S.K., Eastwick, C.N., Hann, D.B., 2011. Normal droplet impact on horizontal moving films: an investigation of impact behaviour and regimes. *Exp Fluids* 50:1305–1316
- Alghoul, S., Eastwick, C., Hann, D.B., 2011. Droplet impact on shear-driven liquid films. *Atomization and Sprays* 21, 833-846.
- Alipchenkov, V. M., & Zaichik, L. I. (1998). Modeling the dynamics of colliding particles in a turbulent shear flow. *Fluid dynamics*, 33(4), 552-558.
- Aliyu, A. M., Lao, L., Almabrok, A. A., & Yeung, H. (2016). Interfacial shear in adiabatic downward gas/liquid co-current annular flow in pipes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 72, 75-87.
- Aliyu, A. M., Baba, Y. D., Lao, L., Yeung, H., & Kim, K. C. (2017). Interfacial friction in upward annular gas–liquid two-phase flow in pipes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 84, 90-109.
- Aliyu, A. M., Almabrok, A. A., Baba, Y. D., Archibong, A. E., Lao, L., Yeung, H., & Kim, K. C. (2017). Prediction of entrained droplet fraction in co-current annular gas–liquid flow in vertical pipes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 85, 287-304.
- Al-Sarkhi, A., & Hanratty, T. J. (2002). Effect of pipe diameter on the drop size in a horizontal annular gas–liquid flow. *International journal of multiphase flow*, 28(10), 1617-1629.
- Al-Sarkhi, A. (2012). Effect of mixing on frictional loss reduction by drag reducing polymer in annular horizontal two-phase flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 39, 186-192.
- Al-Sarkhi A., Sarica C., Magrini K., 2012. Inclination effects on wave characteristics in annular gas–liquid flows. *AIChE J.*, 58: 1018–1029.
- Ambrosini, W., Andreussi, P., & Azzopardi, B. J. (1991). A physically based correlation for drop size in annular flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 17(4), 497-507.
- An, J. S., Morgan, R. G., Hale, C. P., Zadrazil, I., Hewitt, G. F., & Markides, C. (2016). A Three-Phase Slug Flow Investigation by Tomographic Dual-Beam X-Ray Imaging: Slug Frequency Measurement and Lessons for Correlation Development and Application. *Multiphase Science and Technology*, 28(1).
- André, M.A., Bardet, P. M., 2014. Velocity field, surface profile and curvature resolution of steep and short free-surface waves. *Experiments in fluids*, 55(4), 1709.
- André M.A., Bardet P.M., 2015a. Interfacial shear stress measurement using high spatial resolution multiphase PIV. *Exp. Fluids*, 56: 132.
- André, M. A., & Bardet, P. M. (2015b). Experimental study of shear layer instability below a free surface. *Physics of Fluids*, 27(11), 112103.
- André, M. A., & Bardet, P. M. (2017a). Viscous stress distribution over a wavy gas–liquid interface. *International Journal of Multiphase Flow*, 88, 1-10.
- André, M. A., & Bardet, P. M. (2017b). Free surface over a horizontal shear layer: vorticity generation and air entrainment mechanisms. *Journal of Fluid Mechanics*, 813, 1007-1044.
- Andreussi, P. (1980). The onset of droplet entrainment in annular downward flows. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 58(2), 267-270.
- Andreussi, P. (1983). Droplet transfer in two-phase annular flow. *International journal of multiphase flow*, 9(6), 697-713.
- Andreussi, P., & Azzopardi, B. J. (1983). Droplet deposition and interchange in annular two-phase flow. *International journal of multiphase flow*, 9(6), 681-695.
- Andreussi, P., Romano, G., and Zanelli, S. Drop size distribution in annular mist flow, In *Proc. of First Conference on Liquid Atomisation in Spray Systems*, Tokyo, August 27-31, 1978.
- Andreussi P., Asali J.C., Hanratty T.J., 1985. Initiation of roll waves in gas-liquid flows. *AIChE J.*, 31: 119–126.

- Andritsos, N., & Hanratty, T. J. (1987). Influence of interfacial waves in stratified gas-liquid flows. *AIChE journal*, 33(3), 444-454.
- Andritsos, N., & Hanratty, T. J. (1987). Interfacial instabilities for horizontal gas-liquid flows in pipelines. *International journal of multiphase flow*, 13(5), 583-603.
- Antipin V.A., Zaichik L.I., Zeigarnik Y.A., Markovich D.M., Solov'ev S.L., Stonik O.G., Kharlamov S.M., Cherdantsev A.V., 2003. The development of a three-fluid model of two-phase flow for dispersed-annular mode of flow in channels: film thickness and pressure drop. *High. Temp.*, 41: 399-403.
- Asali J.C., Hanratty T.J., 1993. Ripples generated on a liquid film at high gas velocities *Int. J. Multiphase Flow* 19 229-243.
- Asali J.C., Leman G.W., Hanratty T.J., 1985a. Entrainment measurement and their use in design equations. *PCH Physicochem Hydrodyn* 6(1-2): 207-221.
- Asali, J. C., Hanratty, T. T., & Andreussi, P. (1985b). Interfacial drag and film height for vertical annular flow. *AIChE Journal*, 31(6), 895-902.
- Ashwood, A.C., Vanden Hogen, S.J., Rodarte, M.A., Kopplin, C.R., Rodríguez, D.J., Hurlburt, E.T., Shedd, T.A., 2015. A multiphase, micro-scale PIV measurement technique for liquid film velocity measurements in annular two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow* 68, 27-39.
- Ayati, A. A., Kolaas, J., Jensen, A., & Johnson, G. W. (2014). A PIV investigation of stratified gas-liquid flow in a horizontal pipe. *International Journal of Multiphase Flow*, 61, 129-143.
- Ayati, A. A., Farias, P. S. C., Azevedo, L. F. A., & de Paula, I. B. (2017). Characterization of linear interfacial waves in a turbulent gas-liquid pipe flow. *Physics of Fluids*, 29(6), 062106.
- Azzopardi, B.J., 1983. Mechanisms of entrainment in annular two phase flow. UKAEA Report AERE-R 11068.
- Azzopardi, B. J. (1985). Drop sizes in annular two-phase flow. *Experiments in Fluids*, 3(1), 53-59.
- Azzopardi, B.J., 1986. Disturbance wave frequencies, velocities and spacing in vertical annular two-phase flow. *Nucl. Eng. Des.* 92, 121-133.
- Azzopardi, B.J., 1987. Observations of drop motion in horizontal annular flow. *Chemical Engineering Science* 42, 2059-2062.
- Azzopardi, B. J., & Teixeira, J. C. F. (1994). Detailed measurements of vertical annular two-phase flow—part I: drop velocities and sizes. *Journal of fluids engineering*, 116(4), 792-795.
- Azzopardi, B.J., 1997. Drops in annular two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow* 23, 1-53.
- Azzopardi, B. J., & Hewitt, G. F. (1997). Maximum drop sizes in gas-liquid flows. *Multiphase Science and Technology*, 9(2).
- Azzopardi, B.J. , Zaidi, S.H. , 1998. Drop sizes and velocities in annular two-phase flow. 14th Annual Conference on Liquid Atomisation and Spray Systems, Manchester, U.K., July 6-8, 1998.
- Azzopardi, B. J. (1999). Turbulence modification in annular gas/liquid flow. *International journal of multiphase flow*, 25(6-7), 945-955.
- Azzopardi, B. J., & Zaidi, S. H. (2000). Determination of entrained fraction in vertical annular gas/liquid flow. *Journal of fluids engineering*, 122(1), 146-150.
- Azzopardi, B.J., Wren, E., 2004. What is entrainment vertical two-phase churn flow? *Int. J. Mult. Flow*. 30(1), 89-103.
- Azzopardi BJ (2006) Gas-liquid flows. Begell House Inc., New York, USA.
- Azzopardi, B.J., Teixeira, J.C.F., 1994. Detailed measurements of vertical annular two-phase flow—part I: Drop velocities and sizes. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME* 116, 792-795.
- Badie, S. , 2000. Horizontal Stratifying/Annular Gas-Liquid Flow Ph.D. thesis. Imperial College, London .
- Badie, S., Lawrence, C.J. and Hewitt, G.F., 2001. "Axial viewing studies of horizontal gas-liquid flows with low liquid loading", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 27, pp. 1259-1269.
- Bae, B., Ahn, T., Jeong, J., Kim, K., & Yun, B. (2017). Characteristics of an interfacial wave in a horizontal air-water stratified flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 97, 197-205.

- Bakshi S, Roisman IV, Tropea C (2007) Investigations on the impact of a drop onto a small spherical target. *Phys Fluids* 19:032102
- Balcilar, M., Dalkilic, A.S., Wongwises, S., 2011. Artificial neural network techniques for the determination of condensation heat transfer characteristics during downward annular flow of R134a inside a vertical smooth tube. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 38: 75–84.
- Baniamerian, Z., & Aghanajafi, C. (2011). Studying the influence of refrigerant type on thermal efficiency of annular two-phase flows; mass transfer viewpoint. *Korean Journal of Chemical Engineering*, 28(1), 49-55.
- Bar-Cohen, A., Holloway, C., 2016. Waves, Instabilities, and Rivulets in High Quality Microgap Two-Phase Flow. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 745(2): 022002.
- Barenblatt, G.I., Galerkina, N.L., Luneva, M.V., 1987. Evolution of a turbulent burst. *J. Eng. Phys. Thermophysics*, 53(5): 1246-1252.
- Barbosa Jr, J. R., Hewitt, G. F., König, G., & Richardson, S. M. (2002). Liquid entrainment, droplet concentration and pressure gradient at the onset of annular flow in a vertical pipe. *International Journal of Multiphase Flow*, 28(6), 943-961.
- Barbosa Jr, J. R., Hewitt, G. F., & Richardson, S. M. (2002). Improved annular flow modelling of pure fluids and multicomponent mixtures. *Chemical Engineering Research and Design*, 80(3), 261-266.
- Barbosa Jr, J.R., Hewitt, G.F., Richardson, S.M., 2003. High-speed visualisation of nucleate boiling in vertical annular flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46, 5153-5160.
- Barbosa Jr, J. R., Ferreira, J. C., & Hense, D. (2016). Onset of flow reversal in upflow condensation in an inclinable tube. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 77, 55-70.
- Belt R.J., Van't Westende J.M.C., Portela L.M., 2009. Prediction of the interfacial shear-stress in vertical annular flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 35: 689–697.
- Belt, R.J., Van't Westende, J.M.C., Prasser, H.-M., Portela, L.M., 2010. Time and spatially resolved measurements of interfacial waves in vertical annular flow. *Int. J. Multiphase Flow* 36, 570–587.
- Beloglazkin, A. N., & Shkadov, V. Y. (2012). Nonlinear waves in a liquid film-gas flow system. *Fluid Dynamics*, 47(6), 709-724.
- Benjamin, T.B., 1957. Wave formation in laminar flow down an inclined plane. *J. Fluid Mech.* 2, 554–574.
- Benjamin T B 1959 Shearing flow over a wavy boundary *J. Fluid Mech.* 6 161–205
- Berberović E, Van Hinsberg NP, Jakirlić S, Roisman IV, Tropea C (2009) Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: dynamics of the cavity evolution. *Phys Rev E* 79:036306
- Berna, C., Escrivá, A., Muñoz-Cobo, J. L., & Herranz, L. E. (2014). Review of droplet entrainment in annular flow: Interfacial waves and onset of entrainment. *Progress in Nuclear Energy*, 74, 14-43.
- Berna, C., Escrivá, A., Muñoz-Cobo, J. L., & Herranz, L. E. (2015). Review of droplet entrainment in annular flow: Characterization of the entrained droplets. *Progress in Nuclear Energy*, 79, 64-86.
- Bhagwat, S.M., Mollamahmutoglu, M., Ghajar, A.J., 2012. Experimental investigation and performance evaluation of isothermal frictional two phase pressure drop correlations in vertical downward gas-liquid two phase flow. *Proc. ASME 2012 Summer Heat Transfer Conf.*, July 8-12, 2012, Rio Grande, Puerto Rico, HT2012-58049.
- Bhagwat, S.M., Ghajar, A.J., 2012. Similarities and differences in the flow patterns and void fraction in vertical upward and downward two phase flow. *Experimental thermal and fluid science*, 39, 213-227.
- Bhagwat, S. M., & Ghajar, A. J. (2015). Modified liquid entrainment fraction correlation for varying pipe orientation and system pressure. *International Journal of Multiphase Flow*, (74), 1-4.
- Bick, A.G., Ristenpart, W.D., van Nierop, E.A., Stone, H.A., 2010. Bubble formation via multidrop impacts. *Phys. Fluids* 22: 042105.
- Birvalski, M., Tummers, M. J., Delfos, R., & Henkes, R. A. W. M. (2014). PIV measurements of waves and turbulence in stratified horizontal two-phase pipe flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 62, 161-173.

- Birvalski, M., Tummers, M. J., & Henkes, R. A. W. M. (2016). Measurements of gravity and gravity-capillary waves in horizontal gas-liquid pipe flow using PIV in both phases. *International Journal of Multiphase Flow*, 87, 102-113.
- Bisighini A, Cossali GE, Tropea C, Roisman IV (2010) Crater evolution after the impact of a drop onto a semi-infinite liquid target. *Phys Rev E* 82:036319
- Blenkinsopp, C. E., & Chaplin, J. R. (2007, December). Void fraction measurements in breaking waves. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* (Vol. 463, No. 2088, pp. 3151-3170). The Royal Society.
- Boomkamp, P. A. M., & Miesen, R. H. M. (1996). Classification of instabilities in parallel two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 22, 67-88.
- Bonn D., Rodts S., Groenink M., Rafai S., Shahidzadeh-Bonn N., Coussot P., 2008. Some applications of magnetic resonance imaging in fluid mechanics: Complex flows and complex Fluids. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 40: 209–233.
- Bonetto, F., Drew, D., Lahey Jr., R.T., 1994. The analysis of a plunging liquid jet - the air entrainment process. *Chem. Eng. Comm.*, 130: 11-29.
- Boullesteix, S., 2010. Cisaillement d'une interface gaz-liquide en conduite et entraînement de gouttelettes. Ph.D. Thesis, Toulouse.
- Bousman, W.S., 1994. Studies of two-phase gas-liquid flow in microgravity. Ph.D. Thesis, University of Houston, USA.
- Brauner N and Moalem Maron D 1983 Modeling of wavy flow in inclined thin films *Chem. Engng. Sci.* 38 775–88
- Brauner, N., Ullmann, A. (2004). Modelling of gas entrainment from Taylor bubbles. Part A: Slug flow. *International journal of multiphase flow*, 30(3), 239-272.
- Breitenbach, J., Roisman, I.V., Tropea, C., 2018. From drop impact physics to spray cooling models: a critical review. *Exp. Fluids*, 59: 55
- Bruno, K., & McCready, M. J. (1988). Origin of roll waves in horizontal gas-liquid flows. *AIChE journal*, 34(9), 1431-1440.
- Buckles, J., Hanratty, T. J., & Adrian, R. J. (1984). Turbulent flow over large-amplitude wavy surfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 140, 27-44.
- Buckley, M. P., & Veron, F. (2016). Structure of the airflow above surface waves. *Journal of Physical Oceanography*, 46(5), 1377-1397.
- Buckley, M. P., & Veron, F. (2017). Airflow measurements at a wavy air–water interface using PIV and LIF. *Experiments in Fluids*, 58(11), 161.
- Buckley, M. P., & Veron, F. (2018). The turbulent airflow over wind generated surface waves. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*.
- Burzynski, D. A., & Bansmer, S. E. (2018). Droplet splashing on thin moving films at high Weber numbers. *International Journal of Multiphase Flow*, 101, 202-211.
- Calvert, S., & Williams, B. (1955). Upward cocurrent annular flow of air and water in smooth tubes. *AIChE Journal*, 1(1), 78-86.
- Canny J., 1986. A Computational Approach to Edge Detection. *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell. PAMI* 8, No. 6, 679–698.
- Canu, R., Puggelli, S., Essadki, M., Duret, B., Menard, T., Massot, M., Reveillon, J., Demoulin, F.X., 2018. Where does the droplet size distribution come from? *Int. J. Multiphase Flow*, 107: 230–245.
- Cao, Y., 2008. Hungarian Algorithm for Linear Assignment Problems (V2.3), Matlab File exchange.
- Caroll, K., Mesler, R., 1981. Part II: Bubble Entrainment by Drop-Formed Vortex Rings. *AIChE J.*, 27: 853-856.
- Castrejón-Pita, J. R., Muñoz-Sánchez, B. N., Hutchings, I. M., & Castrejón-Pita, A. A. (2016). Droplet impact onto moving liquids. *Journal of Fluid Mechanics*, 809, 716-725.
- Castro, A.M., Li, J., Carrica, P.M., 2016. A mechanistic model of bubble entrainment in turbulent free surface flows. *Int. J. Multiphase Flow*, 86: 35–55.

- Cerro, R., Whitaker, S., 1971. Stability of falling liquid film. *Chem. Eng. Sci.* 26 (5), 742–745.
- Chan Van Chan, Shkadov, V.Ya., 1979. Instability of the layer of viscous liquid under the action of the boundary flow of the gas. *Izv. AN SSSR, Mekh. zhidkosti i gaza.* 2, 28–36.
- Chandraker, D. K., Vijayan, P. K., Saha, D., & Sinha, R. K. (2008). Investigation on the characteristic of CHF in various flow pattern regimes based on look-up table data. *Nuclear Engineering and Design*, 238(1), 170–177.
- Chang, H.-C., Demekhin, E., Kalaidin, E., 1995. Interaction dynamics of solitary waves on a falling film. *J. Fluid Mech.*, 294: 123–154.
- Chang, H.C., Demekhin, E.A., 2002. *Complex wave dynamics of thin films*. Elsevier.
- Chang H.-C., Demekhin, E.A., Saprykin, S.S., 2002. Noise-driven wave transitions on a vertically falling film. *J. Fluid Mech.* 462: 255–83.
- Chanson, H., Gualtieri, C., 2008. Similitude and scale effects of air entrainment in hydraulic jumps. *Journal of Hydraulic Research*, 46: 35–44.
- Charogiannis, A., An, J.S., Markides, C.N., 2015. A simultaneous planar laser-induced fluorescence, particle image velocimetry and particle tracking velocimetry technique for the investigation of thin liquid-film flows *Experimental Thermal and Fluid Science*, 68: 516–536.
- Charogiannis, A., An, J.S., Markides, C.N., 2017. A novel optical technique for accurate planar measurements of film-thickness and velocity in annular flows. In *13th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*. Pp. 961–965.
- Charogiannis A., Denner F., van Wachem B.G.M., Kalliadasis S., Markides C.N., 2017. Detailed hydrodynamic characterization of harmonically excited falling-film flows: A combined experimental and computational study. *Phys. Rev. Fluids*, 2: 014002-1-37.
- Che, Z., Deygas, A., Matar, O.K., 2015. Impact of droplets on inclined flowing liquid films. *Phys. Rev. E* 92, 023032 .
- Chen Z.Q., Hermanson J.C., Shear M.A., Pedersen P.C., 2005. Ultrasonic monitoring of interfacial motion of condensing and non-condensing liquid films. *Flow Meas. Instrum.*, 16: 353–364.
- Chen, D., Yang, C., Zheng, G., Yu, X., Sun, L., 2006. A novel method of plotting sensor sensitivity field and image reconstruction algorithm for electrical capacitance tomography system. *Front. Mech. Eng. China*, 2: 242–247.
- Cheng, M., Chang, H.-C., 1995. Competition between subharmonic and sideband secondary instabilities on a falling film. *Phys. Fluids* 7 (1), 34–54.
- Cheng, L., 2007. Modeling of Heat Transfer of Upward Annular Flow in Vertical Tubes. *Chem. Eng. Comm.*, 194: 975–993.
- Cheng, L., Ribatski, G., Thome, J.R., 2008. Two-Phase Flow Patterns and Flow-Pattern Maps: Fundamentals and Applications. *Appl. Mech. Rev.*, 61: 050802.
- Cheng, M., Lou, J., 2015. A numerical study on splash of oblique drop impact on wet walls. *Comp. Fluids*, 115: 11–24.
- Chernysheva, M.A., Vershinin, S.V., Maydanik, Yu.F., 2009. Heat transfer during condensation of moving steam in a narrow channel. *Int. J. Heat .Mass Transfer*, 52: 2437–2443.
- Chinnov, E.A., Ron'shin, F.V., Kabov, O.A., 2015. Regimes of two-phase flow in micro- and minichannels (review). *Thermophysics and Aeromechanics*, 22(3): 265–284.
- Chu, K.J., Dukler, A.E., 1974. Statistical characteristics of thin, wavy films: Part II. Studies of the substrate and its wave structure. *AIChE J.* 20, 695–706.
- Chu, K.J., Dukler, A.E., 1975. Statistical characteristics of thin, wavy films: Part III. Structure of the large waves and their resistance to gas flow. *AIChE J.* 21, 583–593.
- Cimpeanu, R., Papageorgiou, D.T., 2018. Three-dimensional high speed drop impact onto solid surfaces at arbitrary angles. *Int. J. Multiphase Flow*, 107: 192–207.
- Cioncolini, A., Thome, J.R., Lombardi, C., 2009. Unified macro-to-microscale method to predict two-phase frictional pressure drops of annular flows. *Int. J. Multiphase Flow*, 35: 1138–1148.
- Cioncolini, A. , Thome, J.R., 2010. Prediction of the entrained liquid fraction in vertical annular gas–liquid two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 36: 293–302.

- Cioncolini, A., Thome, J.R., 2011. Algebraic turbulence modeling in adiabatic and evaporating annular two-phase flow. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 32: 805–817.
- Cioncolini, A., Thome, J.R., 2012a. Entrained liquid fraction prediction in adiabatic and evaporating annular two-phase flow. *Nucl. Eng. Des.*, 243: 200–213
- Cioncolini, A., Thome, J.R., 2012b. Void fraction prediction in annular two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 43: 72–84.
- Cioncolini A., Del Col D., Thome J.R., 2015. An indirect criterion for the laminar to turbulent flow transition in shear-driven annular liquid films. *Int. J. Multiphase Flow*, 75: 26–38
- Cioncolini, A., Thome, J.R., 2017. Pressure drop prediction in annular two-phase flow in macroscale tubes and channels. *Int. J. Multiphase Flow*, 89: 321–330.
- Clark, W.W., Campbell, G.B., Hills, J.H., Azzopardi, B.J., 2001. Viscous effects on the interfacial structure of falling liquid film/co-current gas systems. In: 4th Int. Conf. Multiphase Flow, 27 May – 1 June 2001, New Orleans, USA.
- Cohen, L.S., Hanratty, T.J., 1968. Effect of waves at a gas–liquid interface on a turbulent air flow. *J. Fluid Mech.* 31, 467–479.
- Coleman, J.W., Garimella, S., 1999. Characterization of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 42: 2869–2881.
- Coney, M.V.E., 1973. The theory and application of conductance probes for the measurement of liquid film thickness in two-phase flow. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 6 903
- Cossali, G.E., Coghe, A., Marengo, M., 1997. The impact of a single drop on a wetted solid surface. *Exp Fluids* 22: 463–472
- Cossali, G.E., Marengo, M., Coghe, A., Zhdanov, S., 2004. The role of time in single drop splash on thin film. *Exp. Fluids*, 36: 888–900.
- Coughlin, K., Marcus, P.S., 1996. Turbulent Bursts in Couette-Taylor Flow. *Phys. Rev. Lett.*, 77(11): 2214–2217.
- Cousins, L.B. , Hewitt, G.F. , 1968. Liquid Phase Mass Transfer in Annular Two-Phase Flow: Droplet Deposition and Liquid Entrainment. UKAEA report AERE - R 5657.
- Craik, A.D.D., 1966. Wind-generated waves in liquid films. *J. Fluid Mech.* 26, 369–392.
- Craster, R.V., Matar, O.K., 2009. Dynamics and stability of thin liquid films. *Rev. Modern Phys.*, 81: 1131–1198.
- Crimaldi, J.P., 2008. Planar laser induced fluorescence in aqueous flows. *Exp. Fluids*, 44: 851–863.
- Cummings, P.D., Chanson, H., 1999. An experimental study of individual air bubble entrainment at a planar plunging jet. *Trans IChemE*, 77: 159–164.
- d'Aleo, F.P., Papadopoulos, P., Prasser, H.-M., 2013. Miniaturized liquid film sensor (MLFS) for two phase flow measurements in square microchannels with high spatial resolution. *Flow Meas. Instrum.*, 30: 10–17.
- d'Aleo, F.P., von Rohr, P.R., Prasser, H.-M., 2018. Integrated Temperature and Liquid Film sensors array: static characterization. *Flow Meas. Instrum.* (submitted).
- Da Silva, M.J., Thiele, S., Abdulkareem, L., Azzopardi, B.J., Hampel, U., 2010. High-resolution gas-oil two-phase flow visualization with a capacitance wire-mesh sensor. *Flow Meas. Instrum.*, 21: 191–197.
- Damsohn M., Prasser H.M., 2009. High-speed liquid film sensor for two-phase flows with high spatial resolution based on electrical conductance. *Flow Meas. Instrum.* 20: 1–14.
- Damsohn M., Prasser H.-M., 2011. Droplet deposition measurement with high-speed camera and novel high-speed liquid film sensor with high spatial resolution, *Nucl. Eng. Des.*, 241: 2494–2499.
- Dasgupta, A., Chandraker, D.K., Vijayan, P.K., 2015. SCADOP: Phenomenological modeling of dryout in nuclear fuel rod bundles. *Nucl. Eng. Des.*, 293: 127–137.
- Dasgupta, A., Chandraker, D.K., Kshirasagar, S., Raghavendra Reddy, B., Rajalakshmi, R., Nayak, A.K., Walker S.P., Vijayan, P.K., Hewitt, G.F., 2017. Experimental investigation on dominant waves in upward air-water two-phase flow in churn and annular regime. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 81: 147–163.

- Davydova, M.V., Zelenskii, V.N., Kirillov, P.L., 1969a. Measuring the parameters of a dispersed-annular flow. *Inzhenerno-Fizicheskii Zhurnal*, 17(1): 5-12.
- Davydova, M.V., Zelenskii, V.N., Kirillov, P.L., 1969b. Calculation of a heat-exchange crisis under dispersive-annular conditions of flow of a two-phase mixture at low pressures. *Atomnaya Energiya*, 26(1): 57-58.
- de Jong, P., Gabriel, K.S., 2003. A preliminary study of two-phase annular flow at microgravity: experimental data of film thickness. *Int. J. Multiphase Flow*, 29: 1203–1220.
- Deane, G.B., Stokes, M.D., 2002. Scale dependence of bubble creating mechanisms in breaking waves. *Nature*, 418: 839–844.
- Deka H., Ray B., Biswas G., Dalal A., Tsai P.-H., Wang A.-B., 2017. The regime of large bubble entrapment during a single drop impact on a liquid pool. *Phys. Fluids*, 29: 092101.
- Demekhin E A 1981 Nonlinear waves in a liquid film entrained by a turbulent gas stream *Fluid Dyn.* 16 188–93
- Demekhin, E.A., Tokarev, G.Yu., Shkadov, V.Ya., 1989. Instability and non-linear waves between vertical liquid film and countercurrent turbulent gas flow. *Teor. Osn. Khimich. Tehnolog.* 23 (1), 64–70 (in Russian).
- Demekhin, E.A., Kalaidin, E.N., Kalliadasis, S., Vlaskin, S.Yu., 2007. Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. I. Scenarios of two-dimensional-three-dimensional transition. *Phys. Fluids* 19, 114103.
- Demori, M., Ferrari, V., Strazza, D., 2009. Capacitive Sensor System for Investigation of Two-Phase Flow in Pipes. *Sensors and Microsystems: AISEM 2009 Proceedings, Lecture Notes in Electrical Engineering* 54, DOI 10.1007/978-90-481-3606-3_85.
- Deng, Q., Anilkumar, A.V., Wang, T.G., 2007. The role of viscosity and surface tension in bubble entrapment during drop impact onto a deep liquid pool. *J. Fluid Mech.*, 578: 119–138.
- Denner, F., Charogiannis, A., Pradas, M., Markides, C.N., van Wachem, B.G.M., Kalliadasis, S., 2018. Solitary waves on falling liquid films in the inertia-dominated regime. *J. Fluid Mech.*, 837: 491-519.
- Dietze, G.F., Kneer, R., 2011. Flow separation in falling liquid films. *Front. Heat Mass Transfer*, 2: 033001.
- Dobran, F. (1983). A two-phase fluid model based on the linearized constitutive equations. In *Advances in Two-Phase Flow and Heat Transfer* (pp. 41-59). Springer, Dordrecht.
- Domann, R., Hardalupas, Y., 2001. Spatial distribution of fluorescence intensity within large droplets and its dependence on dye concentration. *Applied optics*, 40(21): 3586-3597.
- Doro, E.O., Aidun, C.K., 2013. Interfacial waves and the dynamics of backflow in falling liquid films. *J. Fluid Mech.*, 726: 261-284.
- Dumouchel, C. , Blaisot, J.-B. , Bouche, E. , Ménard, T. , Vu, T.-T. , 2015. Multi-scale analysis of atomizing liquid ligaments. *Int. J. Multiphase Flow* 73, 251–263.
- Dupont, J., Mignot, G., Zboray, R., Prasser, H.M., 2016. Infrared film thickness measurement: comparison with cold neutron imaging. *J. Nucl. Sci. Technol.*, 53(5): 673-681.
- Dykhno L.A., Hanratty T.J., 1996. Use of the interchange model to predict entrainment in vertical annular flow. *Chem Eng Commun*, 141–142: 207–235.
- Ebner, J., Gerendas, M., Schafer, O., Wittig, S., 2002. Droplet Entrainment From a Shear-Driven Liquid Wall Film in Inclined Ducts: Experimental Study and Correlation Comparison. *Trans. ASME*, 124: 874-880.
- Esmailizadeh, L., Mesler, R., 1985. Bubble Entrainment with Drops. *J. Colloid Interface Sci.*, 110(2): 561-574.
- Fan, W., Li, H., Anglart, H., 2018. Numerical Investigation of Spatial and Temporal Structure of Annular Flow with Disturbance Waves. *Int. J. Multiphase Flow* (accepted, <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.10.003>).
- Fang, X., Zhang, H., Xu, Y., Su, X., 2012. Evaluation of using two-phase frictional pressure drop correlations for normal gravity to microgravity and reduced gravity. *Adv. Space Res.*, 49: 351–364.

- Farias, P.S.C., Martins, F.J.W.A., Sampaio, L.E.B., Serfaty, R. and Azevedo, L.F.A., 2012. Liquid film characterization in horizontal, annular, two-phase, gas–liquid flow using time-resolved laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, Vol. 52, pp. 633–645.
- Fernandes, R.L.J., Jutte, B.M., Rodriguez, M.G., 2004. Drag reduction in horizontal annular two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 30: 1051–1069.
- Fischer F., Hampel U., 2010. Ultra fast electron beam X-ray computed tomography for two-phase flow measurement. *Nucl. Eng. Des.*, 240: 2254–2259.
- Floryan, J.M., Davis, S.H., Kelly, R.E., 1987. Instabilities of a liquid film flowing down a slightly inclined plane. *Phys. Fluids*, 30: 983.
- Fore, L.B., Dukler, A.E., 1995a. The distribution of drop size and velocity in gas-liquid annular flow. *International Journal of Multiphase Flow* 21, 137-149.
- Fore L.B., Dukler A.E., 1995b. Droplet deposition and momentum transfer in annular flow. *AIChE J.*, 41(9): 2040–2046.
- Fore, L.B., Beus, S.G., Bauer, R.C., 2000. Interfacial friction in gas-liquid annular flow: analogies to full and transition roughness. *Int. J. Multiphase Flow*, 26: 1755-1769.
- Fore, L.B., Ibrahim, B.B., Beus, S.G., 2002. Visual measurements of droplet size in gas–liquid annular flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 28(12): 1895-1910.
- Fossa, M., 1998. Design and performance of a conductance probe for measuring the liquid fraction in two-phase gas-liquid flows. *Flow Meas. Instrum.*, 9: 103–109.
- Fossa, M., Pisoni, C., Tagliafico, L.A., 1998. Experimental and theoretical results on upward annular flows in thermal non-equilibrium. *Exp. Thermal Fluid Sci.*, 16: 220-229.
- Frackowiak, D., Tropea, C., 2008. Analysis of the fluorescence signal from a single droplet using a model based on the Lorenz Mie theory and on ray tracing methods. 14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics [abs #1785], Lisbon, Portugal, 07-10 July, 2008.
- Frank, A.M., 2008. Numerical simulation of gas driven waves in a liquid film. *Phys. Fluids*, 20: 122102.
- Fu, F., Klausner, J.F., 1997 A separated flow model for predicting two-phase pressure drop and evaporative heat transfer for vertical annular flow. *Int. J. Heat and Fluid Flow* 18: 541-549.
- Fukano, T., Furukawa, T., 1998. Prediction of the effects of liquid viscosity on interfacial shear stress and frictional pressure drop in vertical upward gas-liquid annular flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 24: 587-603.
- Fukano, T., Inatomi, T., 2003. Analysis of liquid film formation in a horizontal annular flow by DNS. *Int. J. Multiphase Flow*, 29: 1413–1430.
- Funatani, S., Toriyama, K., Takeda, T., 2013. Temperature Measurement of Air Flow Using Fluorescent Mists Combined with Two-Color LIF. *J. Flow Control Meas. Visual.*, 1: 20-23.
- Gao, X., Kong, L., Li, R., & Han, J. (2017). Heat transfer of single drop impact on a film flow cooling a hot surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 108, 1068-1077.
- Gaster, M., 1962. A note on the relation between temporarily increasing and spatially increasing disturbances in hydrodynamic stability. *J. Fluid Mech.* 14, 222–224.
- Geraci, G., Azzopardi, B. J., & Van Maanen, H. R. E. (2007). Effect of inclination on circumferential film thickness variation in annular gas/liquid flow. *Chemical Engineering Science*, 62(11), 3032-3042.
- Geshev P I 1981 Linear Model of Wall Turbulent Transfer. Preprint: 73-81.
- Ghosh, S., Mandal, T. K., Das, G., & Das, P. K. (2009). Review of oil water core annular flow. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 13(8), 1957-1965.
- Gielen, M. V., Sleutel, P., Benschop, J., Riepen, M., Voronina, V., Visser, C. W., ... & Gelderblom, H. (2017). Oblique drop impact onto a deep liquid pool. *Physical review fluids*, 2(8), 083602.
- Gill L.E., Hewitt G.F., Hitchon J.W., Lacey P.M.C., 1963. Sampling probe studies of the gas core in annular two-phase flow—I the effect of length on phase and velocity distribution. *Chem Engng Sci*, 18: 525–535.

- Gill L.E., Hewitt G.F., Lacey P.M.C., 1964. Sampling probe studies of the gas core in annular two-phase flow; part 2. Studies of the effect of phase flow rates on phase and velocity distribution. *Chem Eng Sci*, 19: 665–682.
- Gill, L. E., & Hewitt, G. F. (1965). Data on the upwards annular flow of air-water mixtures. *Chemical Engineering Science*, 20(2), 71-88.
- Gimbutis, G., 1988. Heat Transfer in Gravitational Flow of Liquid Film (in Russian) Vilnyus, Mokslas.
- Gogonin, I. I. (2004). Heat transfer in condensation of vapor moving inside vertical tubes. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 77(2), 454-470.
- Gorokhovski M and Herrmann M 2008 Modeling primary atomization *Annu. Rev. Fluid Mech.* 40: 343–66
- Gosselin, V., Ferret, B., & Bazile, R. (2017, July). Coupled study of the film and spray on a basic annular preforming airblast atomizer. In *Ilass Europe. 28th european conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (pp. 505-512). Editorial Universitat Politècnica de València.
- Govan, A. H., Hewitt, G. F., & Ngan, C. F. (1989). Particle motion in a turbulent pipe flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 15(3), 471-481.
- Guguchkin, V.V., Demekhin, E.A., Kalugin, G.N., Markovich, E.E., Pikin, V.G., 1975. Wave flow of co-current gas-liquid film. *Izv. AN SSSR, Mekh. zhidkosti i gaza*. 4, 174–177 (in Russian).
- Guguchkin, V.V., Demekhin, E.A., Kalugin, G.N., Markovich, E.E., Pikin, V.G., 1979. On the linear and nonlinear stability of combined plane-parallel flow of liquid film and gas. *Izv. AN SSSR, Mekh. zhidkosti i gaza*. 1, 36–42 (in Russian).
- Guildenbecher, D.R., Lopez-Rivera, C. and Sojka, P. E., 2009. Secondary atomization. *Experiments in Fluids*, Vol. 46, pp. 371–402.
- Gulati, S. (2012). *Simulation of liquid entrainment in BWR annular flow using an interface tracking method approach* (Doctoral dissertation, Massachusetts Institute of Technology).
- Guo, Z., Fletcher, D. F., & Haynes, B. S. (2016). Numerical simulation of annular flow hydrodynamics in microchannels. *Computers & Fluids*, 133, 90-102.
- Guo Y., Lian, Y., 2017. High-speed oblique drop impact on thin liquid films. *Physics of Fluids*, 29: 082108.
- Guzanov, V. V., Bobylev, A. V., Heinz, O. M., Kharlamov, S. M., Kvon, A. Z., & Markovich, D. M. (2017). Characterization of 3-D wave flow regimes on falling liquid films. *International Journal of Multiphase Flow*, 99, 474-484.
- Haas, A., Pollak, T., & Aksel, N. (2011). Side wall effects in thin gravity-driven film flow—steady and draining flow. *Physics of Fluids*, 23(6), 062107.
- Häber T, Gebretsadik M, Bockhorn H, Zarzalis N (2015) The effect of total reflection in PLIF imaging of annular thin films. *Int J Multiphase Flow* 76: 64–72.
- Hagemeier, T., Hartmann, M., Kühle, M., Thévenin, D., & Zähringer, K. (2012). Experimental characterization of thin films, droplets and rivulets using LED fluorescence. *Experiments in fluids*, 52(2), 361-374.
- Hale, J., Akers, C., 2016. Deceleration of droplets that glide along the free surface of a bath. *J. Fluid Mech.*, 803: 313331
- Hall Taylor, N., Hewitt, G.F., Lacey, P.M.C., 1963. The motion and frequency of large disturbance waves in annular two-phase flow of air-water mixtures. *Chemical Engineering Science*, 18: 537-552.
- Hall Taylor N.S., Hewitt I.J., Ockendon J.R., Witelski T.P., 2014. A new model for disturbance waves. *Int. J. Multiphase Flow*, 66, 38–45.
- Hall Taylor, N.S., Nedderman, R.M., 1968. The coalescence of disturbance waves in annular two phase flow. *Chem. Eng. Sci.* 23, 551–564.
- Hagiwara Y, Miwada T and Suzuki K 1985 Heat transfer and wave structure in the developing region of two-component two-phase annular flow *PhysicoChemical Hydrodynamics* 6 141–156.
- Hajiloo, M., Chang, B. H., & Mills, A. F. (2001). Interfacial shear in downward two-phase annular co-current flow. *International journal of multiphase flow*, 27(6), 1095-1108.

- Han, H., & Gabriel, K. S. (2006). The influence of flow pressure gradient on interfacial wave properties in annular two-phase flow at microgravity and normal gravity conditions. *Fluid Dynamics and Materials Processing*, 2, 287-297.
- Han, H., & Gabriel, K. (2007). A numerical study of entrainment mechanism in axisymmetric annular gas-liquid flow. *Journal of Fluids Engineering*, 129(3), 293-301.
- Han H., Zhu Z., Gabriel K., 2006. A study on the effect of gas flow rate on the wave characteristics in two-phase gas-liquid annular flow. *Nucl. Eng. Design*, 236: 2580-2588
- Han, H., Gabriel, K. S., & Wang, Z. (2007). A new method of entrainment fraction measurement in annular gas-liquid flow in a small diameter vertical tube. *Flow Measurement and Instrumentation*, 18(2), 79-86.
- Han, Y., Kanno, H., Ahn, Y. J., & Shikazono, N. (2015). Measurement of liquid film thickness in micro tube annular flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 73, 264-274.
- Hann, D.B., Cherdantsev, A., V., Azzopardi, B.J., 2015. Study of bubbles entrapment by gas-sheared liquid film using BB-LIF technique, 10th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing, Naples, Italy.
- Hanratty T.J., Engen J.M., 1957. Interaction between a turbulent air stream and a moving water surface. *AIChE J.*, 3: 299-304.
- Hanratty T.J., Hershman A., 1961. Initiation of roll waves. *AIChE J.*, 7: 488-497.
- Hanratty, T.J., 1983. Interfacial instabilities caused by air flow. In: Meyer, R.E. (Ed.), *Waves on Fluid Interfaces*. Academic Press, New York.
- Hanratty, T.J., 1991. Separated flow modelling and interfacial transport phenomena. *Applied Scientific Research*, 48: 353-390.
- Hanratty, T.J., Woods, B.D., Iliopoulos, I., Pan, L., 2000. The roles of interfacial stability and particle dynamics in multiphase flows: a personal viewpoint. *Int. J. Multiphase Flow*, 26: 169-190.
- Hanratty, T.J., 2013. *Physics of gas-liquid flows*. Cambridge University Press, UK.
- Hanratty, T. J., Abrams, J., & Frederick, K. A. (1983). Flow over solid wavy surfaces. In *Structure of Complex Turbulent Shear Flow* (pp. 78-88). Springer, Berlin, Heidelberg.
- Hawkes, N. J., Lawrence, C. J., & Hewitt, G. F. (2000). Studies of wispy-annular flow using transient pressure gradient and optical measurements. *International journal of multiphase flow*, 26(10), 1565-1582.
- Hazuku, T., Fukamachi, N., Takamasa, T., Hibiki, T., & Ishii, M. (2005). Measurement of liquid film in microchannels using a laser focus displacement meter. *Experiments in Fluids*, 38(6), 780-788.
- Hazuku, T., Takamasa, T., Matsumoto, Y., 2008. Experimental study on axial development of liquid film in vertical upward annular two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 34: 111-127.
- Heidrick, T. R., Banerjee, S., & Azad, R. S. (1977). Experiments on the structure of turbulence in fully developed pipe flow: Interpretation of the measurements by a wave model. *Journal of Fluid Mechanics*, 81(1), 137-154.
- Heidrick, T. R., Banerjee, S., & Azad, R. S. (1977). Experiments on the structure of turbulence in fully developed pipe flow. Part 2. A statistical procedure for identifying 'bursts' in the wall layers and some characteristics of flow during bursting periods. *Journal of Fluid Mechanics*, 82(4), 705-723.
- Heine, C., Stapf, S., & Blümich, B. (2002). Two-and three-dimensional waves in falling film flow in the nonlaminar flow regime: an NMR study. *Applied Magnetic Resonance*, 22(2), 223.
- Henstock, W. H., & Hanratty, T. J. (1976). The interfacial drag and the height of the wall layer in annular flows. *AIChE Journal*, 22(6), 990-1000.
- Perez, V. H., Azzopardi, B. J., Kaji, R., Da Silva, M. J., Beyer, M., & Hampel, U. (2010). Wisplike structures in vertical gas-liquid pipe flow revealed by wire mesh sensor studies. *International Journal of Multiphase Flow*, 36(11-12), 908-915.
- Hervieu, E., & Seleglim Jr, P. (1998). An objective indicator for two-phase flow pattern transition. *Nuclear engineering and design*, 184(2-3), 421-435.

- Hewitt G.F., Lovegrove P.C., Nicholls B., 1964. Film thickness measurement using a fluorescence technique I: Description of the method. UKAEA Report AERE-R4478, Harwell, UK.
- Hewitt, G.F., Nicholls, B., 1969. Film thickness measurements in annular two-phase flow using a fluorescence spectrometer technique. UKAEA Report AERE R4506.
- Hewitt, G. F., Lovegrove, P. C., 1969. Frequency and velocity measurements of disturbance waves in annular two-phase flow. UKAEA Report AERE R4304.
- Hewitt, G.F., Roberts, D.N., 1969. Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography. UKAEA Report AERE-M2159.
- Hewitt, G. F., & Whalley, P. B. (1980). Advanced optical instrumentation methods. *International Journal of Multiphase Flow*, 6(1-2), 139-156.
- Hewitt, G.F., Hall Taylor, N.S., 1970. Annular Two-phase Flow. Pergamon, Oxford.
- Hewitt, G.F., Govan, A.H., 1990. Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 33: 229-242.
- Hewitt, G.F., Jayanti, S., Hope, C.B., 1990. Structure of thin liquid films in gas-liquid horizontal flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 16: 951-957.
- Hewitt, G. F. (2008). Multiphase flow in the energy industries. *Journal of Engineering Thermophysics*, 17(1), 12-23.
- Hewitt, G. F. (2012). Churn and wispy annular flow regimes in vertical gas-liquid flows. *Energy & Fuels*, 26(7), 4067-4077.
- Hicks, P.D., Ermanyuk, E.V., Gavrilov, N.V., Purvis, R., 2012. Air trapping at impact of a rigid sphere onto a liquid. *J. Fluid Mech.*, 695: 310-320.
- Hidrovo, C.H., Hart, D.P., 2001. Emission reabsorption laser induced fluorescence (ERLIF) film thickness measurement. *Meas. Sci. Technol.*, 12: 467-477.
- Hirsch, T., Feldhoff, J. F., Hennecke, K., & Pitz-Paal, R. (2014). Advancements in the field of direct steam generation in linear solar concentrators—a review. *Heat Transfer Engineering*, 35(3), 258-271.
- Ho, F.C.K., Hummel, R.L., 1970. Average velocity distributions within falling liquid films. *Chem. Eng. Sci.*, 25: 1225-1237.
- Höhne, T., Geissler, T., Bieberle, A., & Hampel, U. (2015). Numerical modeling of a horizontal annular flow experiment using a droplet entrainment model. *Annals of Nuclear Energy*, 77, 351-360.
- Höhne, T., & Hänsch, S. (2015). A droplet entrainment model for horizontal segregated flows. *Nuclear Engineering and Design*, 286, 18-26.
- Holowach, M. J., Hochreiter, L. E., & Cheung, F. B. (2002). A model for droplet entrainment in heated annular flow. *International journal of heat and fluid flow*, 23(6), 807-822.
- Hori, K., Nakazatomi, M., Nishikawa, K. Sekoguchi, K., 1979. On Ripple of Annular Two-Phase Flow: 3. Effect of Liquid Viscosity on Characteristics of Wave and Interfacial Friction Factor. *Bulletin of JSME*, 22(169), 952-959.
- Hsiang, L. P., & Faeth, G. (1995). Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances. *Int. J. Multiphase Flow*, 21: 545-560.
- Hsiao MY, Lichter S, Quintero LG (1988) The critical weber number for vortex and jet formation for drops impinging on a liquid pool. *Phys Fluids* 31:3560-3562
- Hu, B., Langsholt, M., Liu, L., Andersson, P., & Lawrence, C. (2014). Flow structure and phase distribution in stratified and slug flows measured by X-ray tomography. *International Journal of Multiphase Flow*, 67, 162-179.
- Hua, C., Wang, C., Geng, Y., Shi, T., 2010. Noninvasive Flow Regime Identification for Wet Gas Flow Based on Flow-induced Vibration. *Chinese J. Chem. Eng.*, 18(5): 795-803.
- Hughmark, G. A. (1973). Film thickness, entrainment, and pressure drop in upward annular and dispersed flow. *AIChE Journal*, 19(5), 1062-1065.
- Hughmark, G. A. (1982). Heat transfer with phase change in vertical upward, horizontal, and vertical downward tube flow. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 21(4), 339-343.

- Hurlburt, E. T., & Newell, T. A. (1996). Optical measurement of liquid film thickness and wave velocity in liquid film flows. *Experiments in fluids*, 21(5), 357-362.
- Hurlburt, E., & Hanratty, T. J. (2002). Measurement of drop size in horizontal annular flow with the immersion method. *Experiments in fluids*, 32(6), 692-699.
- Hurlburt, E. T., Fore, L. B., & Bauer, R. C. (2006, January). A two zone interfacial shear stress and liquid film velocity model for vertical annular two-phase flow. In *ASME 2006 2nd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting Collocated With the 14th International Conference on Nuclear Engineering* (pp. 677-684). American Society of Mechanical Engineers.
- Inada, F., Drew, D.A., Lahey Jr., R.T., 2004. An analytical study on interfacial wave structure between the liquid film and gas core in a vertical tube. *Int. J. Multiphase Flow* 30, 827–851.
- Isaenkov, S.V., Cherdantsev A.V., Vozhakov I.S., Cherdantsev M.V., Arkhipov D.G., Markovich, D.M., 2018. Study of primary instability of thick liquid films under strong gas shear. *Int. J. Multiphase Flow* (revision submitted).
- Ishii, M., Grolmes, M. A., 1975. Inception criteria for droplet entrainment in two-phase concurrent film flow, *AIChE J.*, 21: 308–318.
- Ishii, M., & Mishima, K. (1984). Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations. *Nuclear Engineering and design*, 82(2-3), 107-126.
- Islam, M. A., Miyara, A., Nosoko, T., & Setoguchi, T. (2007). Numerical investigation of kinetic energy and surface energy of wavy falling liquid film. *Journal of Thermal Science*, 16(3), 237-242.
- Israel, R., Rosner, D.E., 1982. Use of a Generalized Stokes Number to Determine the Aerodynamic Capture Efficiency of Non-Stokesian Particles from a Compressible Gas Flow. *Aerosol Science and Technology*, 2:1, 45-51
- Jacquemain, D., (coordinateur), 2013. Les accidents de fusion du coeur des reacteurs nucleaire de puissance. *Etats de connaissances*. IRSN 2013.
- Jagannathan, N., Chidambaram, B., Seshadri, A., & Muniyandi, V. (2015). Characterization of Gas-Liquid Two-Phase Flows Using Laser Patterns. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 93(9), 1678-1685.
- James, P. W., Hewitt, G. F., and Whalley, P. B., 1980. Droplet motion in two-phase flow, In *Proc. of International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics*, 2: 1484–1503.
- Jaszczur, M., Styszko, K., Tomaszek, J., Żurawska, K. (2016). An analysis of long term temperature measurement using laser induced fluorescence. *J. Phys.: Conf. Series*, 745(3): 032109).
- Jayanti, S., Hewitt, G. F., & White, S. P. (1990). Time-dependent behaviour of the liquid film in horizontal annular flow. *International journal of multiphase flow*, 16(6), 1097-1116.
- Jayanti, S., Kandlbinder, T., & Hewitt, G. F. (1996). Turbulent flow in a pipe with intermittent rough patches: An analogue of annular two-phase flow. *Chemical Engineering Communications*, 141(1), 237-259.
- Jayanti, S., & Hewitt, G. F. (1997). Hydrodynamics and heat transfer of wavy thin film flow. *International journal of heat and mass transfer*, 40(1), 179-190.
- Jensen, M. K. (1987). The liquid film and the core region velocity profiles in annular two-phase flow. *International journal of multiphase flow*, 13(5), 615-628.
- Jiang, Y., & Rezkallah, K. S. (1993). A study on void fraction in vertical co-current upward and downward two-phase gas-liquid flow—I: experimental results. *Chemical Engineering Communications*, 126(1), 221-243.
- Jiao, B., Qiu, L. M., Lu, J. L., & Gan, Z. H. (2009). Liquid film dryout model for predicting critical heat flux in annular two-phase flow. *Journal of Zhejiang University-SCIENCE A*, 10(3), 398-417.
- Johnson, M. W., & Fashifar, A. (1994). Statistical properties of turbulent bursts in transitional boundary layers. *International journal of heat and fluid flow*, 15(4), 283-290.
- Ju, P., Brooks, C. S., Ishii, M., Liu, Y., & Hibiki, T. (2015). Film thickness of vertical upward co-current adiabatic flow in pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 89, 985-995.
- Julia, J. E., & Hibiki, T. (2011). Flow regime transition criteria for two-phase flow in a vertical annulus. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 32(5), 993-1004.

- Jurman L A and McCready M J 1989 Study of waves on thin liquid films sheared by turbulent gas flows *Phys. Fluids A* 1: 522–536
- Kaji, R., Azzopardi, B. J., & Lucas, D. (2009). Investigation of flow development of co-current gas–liquid vertical slug flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(4), 335–348.
- Kaji, R., & Azzopardi, B. J. (2010). The effect of pipe diameter on the structure of gas/liquid flow in vertical pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, 36(4), 303–313.
- Kalliadasis S, Ruyer-Quil C, Scheid B and Velarde M G 2011 *Falling Liquid Films* vol 176 (Berlin: Springer)
- Kang, H. C., & Kim, M. H. (1992). The development of a flush-wire probe and calibration method for measuring liquid film thickness. *International journal of multiphase flow*, 18(3), 423–437.
- Kanno, H., Han, Y., Saito, Y., & Shikazono, N. (2010, January). Measurement of liquid film thickness in micro tube annular flow. In *2010 14th International Heat Transfer Conference* (pp. 245–252). American Society of Mechanical Engineers.
- Kapoustina, V., Ross-Jones, J., Hitschler, M., Rädle, M., & Repke, J. U. (2015). Direct spatiotemporally resolved fluorescence investigations of gas absorption and desorption in liquid film flows. *Chemical Engineering Research and Design*, 99, 248–255.
- Karapantsios T.D., Paras S.V., Karabelas A.J., 1989. Statistical characteristics of free falling films at high Reynolds numbers. *Int. J. Multiph. Flow*, 15(1): 1–21.
- Karami, H., Pereyra, E., Torres, C. F., & Sarica, C. (2017). Droplet entrainment analysis of three-phase low liquid loading flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 89, 45–56.
- Karimi, G., & Kawaji, M. (1998). An experimental study of freely falling films in a vertical tube. *Chemical Engineering Science*, 53(20), 3501–3512.
- Karimi, G., Kawaji, M., 2000. Flooding in vertical counter-current annular flow. *Nucl. Eng. Des.*, 200: 95–105.
- Kashinsky, O. N., Kurdyumov, A. S., & Lobanov, P. D. (2008). Wall shear stress around a stationary gas slug in a downward liquid flow. *Thermophysics and Aeromechanics*, 15(1), 85–89.
- Kataoka, I., Ishii, M., & Mishima, K. (1983). Generation and size distribution of droplet in annular two-phase flow. *Journal of Fluids Engineering*, 105(2), 230–238.
- Kataoka, I., Ishii, M., & Nakayama, A. (2000). Entrainment and desposition rates of droplets in annular two-phase flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(9), 1573–1589.
- Kharlamov, S., Guzanov, V., Crey, D.: On applicability of LIF method for field measurement of local thickness of liquid films. In: *Book of abstracts of the international topical team workshop two-phase systems for ground and space applications*, pp. 100–101. Brussels, Belgium, 19–21 September 2006.
- Kharlamov S.M., Guzanov V.V., Bobylev A.V., Alekseenko S.V., Markovich D.M., 2015. The transition from two-dimensional to three-dimensional waves in falling liquid films: Wave patterns and transverse redistribution of local flow rates. *Phys. Fluids*, 27: 114106.
- Kickhofel, J. L., Zboray, R., Damsohn, M., Kaestner, A., Lehmann, E. H., & Prasser, H. M. (2011). Cold neutron tomography of annular coolant flow in a double subchannel model of a boiling water reactor. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 651(1), 297–304.
- Kim, H., Kline, S. J., & Reynolds, W. C. (1971). The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 50(1), 133–160.
- Kim, C. S., Rodriguez, C. R., Eldridge, M. A., & Sackner, M. A. (1986). Criteria for mucus transport in the airways by two-phase gas-liquid flow mechanism. *Journal of Applied Physiology*, 60(3), 901–907.
- Kim, S. M., & Mudawar, I. (2014). Review of databases and predictive methods for pressure drop in adiabatic, condensing and boiling mini/micro-channel flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 77, 74–97.
- Kishore, B. N., & Jayanti, S. (2004). A multidimensional model for annular gas–liquid flow. *Chemical Engineering Science*, 59(17), 3577–3589.

- Kitabayashi, S., Enoki, K., & Okawa, T. (2017, July). Experiments on the Splashing Limit During Drop Impact Onto a Thin Liquid Film. In *2017 25th International Conference on Nuclear Engineering* (pp. V009T15A032-V009T15A032). American Society of Mechanical Engineers.
- Knuth, E. L. (1955). The mechanics of film cooling-Part 2. *Journal of Jet Propulsion*, 24, 359-365.
- Kockx, J.P., Nieuwstadt, F.T.M., Oliemans R.V.A., Delfos, R., 2005. Gas entrainment by a liquid film falling around a stationary Taylor bubble in a vertical tube. *Int. J. Multiphase Flow*, 31: 1–24.
- Koederitz, K.R., Evers, M.R., Wilkinson, G.B., Drallmeier, J.A., 2002. Break-up of liquid fuel films from the surfaces of the intake port and valve in port-fuel-injected engines. *Int J Engine Research*, 3(1): 37-58.
- Kofman, N., Mergui, S., & Ruyer-Quil, C. (2014). Three-dimensional instabilities of quasi-solitary waves in a falling liquid film. *Journal of Fluid Mechanics*, 757, 854-887.
- Kokomoor, W., Schubring, D., 2014. Improved visualization algorithms for vertical annular flow. *J. Visual.* 17, 77–86.
- Kopplin, C.R., 2004. Local Liquid Velocity Measurements in Horizontal, Annular Two-Phase Flow. M.Sc. Thesis, University of Wisconsin-Madison.
- Korobkin A.A., Ellis A.S., & Smith F.T. 2008. Trapping of air in impact between a body and shallow water. *J. Fluid Mech.*, 611: 365-394.
- Koskie, J. E., Mudawar, I., & Tiederman, W. G. (1989). Parallel-wire probes for measurement of thick liquid films. *International Journal of Multiphase Flow*, 15(4), 521-530.
- Krantz, W.B., Goren, S.L., 1971. Stability of thin liquid films flowing down a plane. *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 10 (1), 91–101.
- Krechetnikov, R. (2010). Stability of liquid sheet edges. *Physics of Fluids*, 22(9), 092101.
- Kuhlman, J. M., & Hillen, N. L. (2016). Droplet impact cavity film thickness measurements versus time after drop impact and cavity radius for thin static residual liquid layer thicknesses. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 77, 246-256.
- Kulov, N. N., Maksimov, V. V., Maljusov, V. A., Zhavoronkov, N. M. (1979). Pressure drop, mean film thickness and entrainment in downward two-phase flow. *The Chemical Engineering Journal*, 18(3), 183-188.
- Kumar, R., Gottmann, M., Sridhar, K. R. (2002). Film thickness and wave velocity measurements in a vertical duct. *Journal of fluids engineering*, 124(3), 634-642.
- Kumar, P., Das, A. K., & Mitra, S. K. (2016). Physical understanding of gas-liquid annular flow and its transition to dispersed droplets. *Physics of Fluids*, 28(7), 072101.
- Kumar, A., Bhowmik, S., Ray, S., & Das, G. (2017). Flow pattern transition in gas-liquid downflow through narrow vertical tubes. *AIChE Journal*, 63(2), 792-800.
- Kunugi, T. (2018). Summary: Study on wavy interface behavior and droplet entrainment of annular two-phase flow in rod bundle geometry with spacers. *Nuclear Engineering and Design*, 336, 45-53.
- Kuo, K. K., & Cheung, F. B. (1995). Droplet Entrainment of Breakup by Shear Flow. Combustion propulsiob abd ballistics technology. Corp. State College, PA.
- Kuru, W.C., Sangalli, M., Uphold, D.D., McCready, M.J., 1995. Linear stability of stratified channel flow. *Int. J. Multiphase Flow* 21, 733–753.
- Lagubeau G., Fontelos M.A., Josserand C., Maurel A., Pagneux V., Petitjeans P., 2012. Spreading dynamics of drop impacts. *J Fluid Mech* 713: 50–60.
- Lakehal, D., 2018. Status and future developments of Large-Eddy Simulation of turbulent multi-fluid flows (LEIS and LESS). *Int. J. Multiphase Flow*, 104: 322–337.
- Lan, H., Friedrich, M., Armaly, B. F., & Drallmeier, J. A. (2008). Simulation and measurement of 3D shear-driven thin liquid film flow in a duct. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(2), 449-459.
- Lane, J. W., Aumiller Jr, D. L., Cheung, F. B., & Hochreiter, L. E. (2010). A self-consistent three-field constitutive model set for predicting co-current annular flow. *Nuclear engineering and design*, 240(10), 3294-3308.
- Langley, K., Li, E. Q., & Thoroddsen, S. T. (2017). Impact of ultra-viscous drops: air-film gliding and extreme wetting. *Journal of Fluid Mechanics*, 813, 647-666.

- Langley, K. R., Li, E. Q., & Thoroddsen, S. T. (2018). High-Speed Interferometry Under Impacting Drops. In *The Micro-World Observed by Ultra High-Speed Cameras* (pp. 321-341). Springer, Cham.
- Lecoeur, N., Hale, C.P., Spelt, P.D.M., Hewitt, G.F., 2010. Visualization of droplet entrainment in turbulent stratified pipe flow. In: Proc. of 7th Int. Conf. Multiphase Flow, Paper 14.1.5.
- Lecoeur, N., Zeng, Y. J., Hale, C. P., & Hewitt, G. F. (2011). Visualization and Axial Viewing Techniques. *Multiphase Science and Technology*, 23(1).
- Lecompte, S., An, J. S., Charogiannis, A., De Paepe, M., & Markides, C. N. (2017). Simultaneous capacitive probe and planar laser-induced fluorescence measurements in downwards gas-liquid annular flow. In *9th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*.
- Lee, M. M., Hanratty, T. J., & Adrian, R. J. (1989). An axial viewing photographic technique to study turbulence characteristics of particles. *International Journal of Multiphase Flow*, 15(5), 787-802.
- Lee, J. Y., Ishii, M., & Kim, N. S. (2008). Instantaneous and objective flow regime identification method for the vertical upward and downward co-current two-phase flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(13-14), 3442-3459.
- Lee, E. H., No, H. C., Yoo, S. H., Lee, K. W., & Song, C. H. (2010). Freezing technique for measuring and predicting the size of droplets in a horizontal annular flow. *Nuclear Engineering and Design*, 240(7), 1795-1802.
- Lefebvre, A. H. (1980). Airblast atomization. *Progress in Energy and Combustion Science*, 6(3), 233-261.
- Lel V.V., Al-Sibai F., Leefken A., Renz U., 2005. Local thickness and wave velocity measurement of wavy films with a chromatic confocal imaging method and a fluorescence intensity technique. *Exp. Fluids*, 39: 856–864.
- Leman, G.W. , Agostini, M. , Andreussi, P. , 1985. Tracer analysis of developing two-phase annular flow. *PCH Phys. Chem. Hydrodyn.* 6 (1/2), 223–237.
- Leneweit, G. , Koehler, R. , Roesner, K.G. , Schaffer, G. , 2005. Regimes of drop morphology in oblique impact on deep fluids. *J. Fluid Mech* 543, 303–331.
- Leng, M., Chang, S., & Wu, H. (2018). Experimental investigation of shear-driven water film flows on horizontal metal plate. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 94, 134-147.
- Leontidis, V., Vatteville, J., Vlachogiannis, M., Andritsos, N., & Bontozoglou, V. (2010). Nominally two-dimensional waves in inclined film flow in channels of finite width. *Physics of Fluids*, 22(11), 112106.
- Leung, L. K. H., Groeneveld, D. C., Teyssedou, A., & Aubé, F. (2005). Pressure drops for steam and water flow in heated tubes. *nuclear engineering and design*, 235(1), 53-65.
- Levich V G and Technica S 1962 *Physicochemical Hydrodynamics* vol 689 (Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall)
- Li, W., Zhou, F., Li, R., & Zhou, L. (1999). Experimental study on the characteristics of liquid layer and disturbance waves in horizontal annular flow. *Journal of Thermal Science*, 8(4), 235-242.
- Li, X., & Hibiki, T. (2017). Frictional pressure drop correlation for two-phase flows in mini and micro single-channels. *International Journal of Multiphase Flow*, 90, 29-45.
- Li, E. Q., & Thoroddsen, S. T. (2015). Time-resolved imaging of a compressible air disc under a drop impacting on a solid surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 780, 636-648.
- Liang, G., Mu, X., Guo, Y., & Shen, S. (2016). Flow and heat transfer during a single drop impact on a liquid film. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 69(6), 575-582.
- Liang, G. and Mudawar, I., 2016. "Review of mass and momentum interactions during drop impact on a liquid film". *Int. J. Heat Mass Transfer*, 101: 577–599.
- Lilleleht, L.U., Hanratty, T.J., 1961. Measurement of interfacial structure for cocurrent air–water flow. *J. Fluid Mech.* 11, 65–81.

- Lim, I. C., & No, H. C. (1996). A disturbance wave instability model for annular-to-intermittent flow transition in vertical two-phase flow system. *Journal of nuclear science and technology*, 33(12), 903-914.
- Liu, J., Paul, J.D., Gollub, J.P., 1993. Measurement of the primary instabilities of film flow. *J. Fluid Mech.* 250, 69–101.
- Liu, J., & Gollub, J. P. (1994). Solitary wave dynamics of film flows. *Physics of Fluids*, 6(5), 1702-1712.
- Liu, J., Schneider, J.B., Gollub, J.P., 1995. Three-dimensional instabilities of film flow. *Phys. Fluids* 7 (1), 55–67.
- Liu, L., Matar, O. K., Lawrence, C. J., & Hewitt, G. F. (2006a). Laser-induced fluorescence (LIF) studies of liquid–liquid flows. Part I: flow structures and phase inversion. *Chemical engineering science*, 61(12), 4007-4021.
- Liu, L., Matar, O. K., & Hewitt, G. F. (2006b). Laser-induced fluorescence (LIF) studies of liquid–liquid flows. Part II: flow pattern transitions at low liquid velocities in downwards flow. *Chemical engineering science*, 61(12), 4022-4026.
- Liu, P. L. F., Park, Y. S., & Cowen, E. A. (2007). Boundary layer flow and bed shear stress under a solitary wave. *Journal of Fluid Mechanics*, 574, 449-463.
- Liu, Y., Yang, D., Guo, X., & Shen, L. (2010). Numerical study of pressure forcing of wind on dynamically evolving water waves. *Physics of Fluids*, 22(4), 041704.
- Liu, Y., Li, W. Z., & Quan, S. L. (2011a). A self-standing two-fluid CFD model for vertical upward two-phase annular flow. *Nuclear Engineering and Design*, 241(5), 1636-1642.
- Liu, Y., Cui, J., & Li, W. Z. (2011b). A two-phase, two-component model for vertical upward gas–liquid annular flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 32(4), 796-804.
- Liu, L., & Bai, B. (2017). Generalization of droplet entrainment rate correlation for annular flow considering disturbance wave properties. *Chemical Engineering Science*, 164, 279-291.
- Liu, B., 2017. Numerical Simulation of Oblique Droplet Impact onto a Deep Liquid Pool. Master Thesis, Delft University, 2017.
- Liu, X., Wang, A., Wang, S., & Dai, D. (2018). Effects of wind on the dynamics of the central jet during drop impact onto a deep-water surface. *Physical Review Fluids*, 3(5), 053602.
- Lokanathan, M., & Hibiki, T. (2018). Flow regime transition criteria for co-current downward two-phase flow. *Progress in Nuclear Energy*, 103, 165-175.
- Lopes de Bertodano, M., Assad, A., & Beus, S. G. (2001). Experiments for entrainment rate of droplets in the annular regime. *International journal of multiphase flow*, 27(4), 685-699.
- Lopes, J. C. B., & Dukler, A. E. (1985). *Droplet sizes, dynamics and deposition in vertical annular flow* (No. NUREG/CR--4424). Houston Univ.
- Lopes, J. C. B., & Dukler, A. E. (1986). Droplet entrainment in vertical annular flow and its contribution to momentum transfer. *AIChE journal*, 32(9), 1500-1515.
- Lopes, J. C. B., & Dukler, A. E. (1987). Droplet dynamics in vertical gas-liquid annular flow. *AIChE journal*, 33(6), 1013-1024.
- Lu, Q., Suryanarayana, N. V., & Christodoulou, C. (1993). Film thickness measurement with an ultrasonic transducer. *Experimental thermal and fluid science*, 7(4), 354-361.
- Lucas, D., Beyer, M., Szalinski, L., & Schütz, P. (2010). A new database on the evolution of air–water flows along a large vertical pipe. *International Journal of Thermal Sciences*, 49(4), 664-674.
- Malamataris, N. A., Vlachogiannis, M., & Bontozoglou, V. (2002). Solitary waves on inclined films: Flow structure and binary interactions. *Physics of Fluids*, 14(3), 1082-1094.
- Marchetti, J. M., & Svendsen, H. F. (2011). Improvements on a laser scattering technique for droplet size measurements applied to a gas–liquid separation equipment. *Measurement*, 44(2), 493-499.
- Markides C.N., Mathie R., Charogiannis A., 2016. An experimental characterization of spatiotemporally resolved heat transfer in thin liquid-film flows falling over an inclined heated foil. *Int. J. Heat Mass Tran*, 93: 872 – 888.

- Marston, J. O., Vakarelski, I. U., & Thoroddsen, S. T. (2011). Bubble entrapment during sphere impact onto quiescent liquid surfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 680, 660-670.
- Martin, C.J., Azzopardi, B.J., 1985. Waves in vertical annular flow. *Phys. Chem. Hydrodyn.* 6(1/2), 257–265.
- Maurin L N and Sorokin V S 1962 On the wave flow of thin layers of a viscous liquid *Zh. Prikl. Mekh. Tekh. Fiz.* 4 60
- Mauro, A. W., Cioncolini, A., Thome, J. R., & Mastrullo, R. (2014). Asymmetric annular flow in horizontal circular macro-channels: Basic modeling of liquid film distribution and heat transfer around the tube perimeter in convective boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 77, 897-905.
- MacGillivray, R.M., Gabriel, K.S., 2003. A study of annular flow film characteristics in microgravity and hypergravity conditions. *Acta Astronautica*, 53: 289-297.
- McLean, J. W., Ma, Y. C., Martin, D. U., Saffman, P. G., & Yuen, H. C. (1981). Three-dimensional instability of finite-amplitude water waves. *Physical Review Letters*, 46(13), 817.
- Mesler, R., 1976. A Mechanism Supported by Extensive Experimental Evidence to Explain High Heat Fluxes Observed During Nucleate Boiling. *AIChE Journal*, 22: 246-252.
- Michon, G. J., Josserand, C., & S  on, T. (2017). Jet dynamics post drop impact on a deep pool. *Physical Review Fluids*, 2(2), 023601.
- Miesen, R., Boersma, B.J., 1995. Hydrodynamic stability of the sheared liquid film. *J. Fluid Mech.* 301, 175–202.
- Mikhalkina, G. S., & Nikolaev, N. A. (2008). Regularities pertinent to dispersed-film concurrent motion of steam-liquid flow. *Thermal Engineering*, 55(4), 347-350.
- Miladinova, S., Staykova, D., Lebon, G., & Scheid, B. (2002). Effect of nonuniform wall heating on the three-dimensional secondary instability of falling films. *Acta mechanica*, 156(1-2), 79-91.
- Milan, M., Borhani, N., & Thome, J. R. (2013). Adiabatic vertical downward air–water flow pattern map: Influence of inlet device, flow development length and hysteresis effects. *International Journal of Multiphase Flow*, 56, 126-137.
- Milan, M., Borhani, N., & Thome, J. R. (2014). A new type of flow structure in cocurrent adiabatic vertically downward air–water flow: Membrane flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 58, 246-256.
- Miles, J.W., 1959. On the generation of surface wave by shear flow. *J. Fluid Mech.* 6 (4), 568–598.
- Minamitani, J., Fujita, T., Okawa, T., Kataoka, I., 2007. Measurement of Local Instantaneous Film Thickness in Steam-Water Annular Flow. 6th Int. Conf. Multiphase Flow, Leipzig, Germany, July 9 – 13, 2007. Paper S5_Thu_B_52.
- Minko, M. V., & Yagov, V. V. (2014). Modeling the distribution of liquid between the flow core and film in adiabatic annular two-phase flows. *Thermal Engineering*, 61(1), 61-67.
- Mitchell, A. J., Simmons, K., & Hann, D. (2015, November). Experimental investigation into droplet impingement upon moving films using high speed video and thermal imaging. In *ASME 2015 International Mechanical Engineering Congress and Exposition* (pp. V001T01A038-V001T01A038). American Society of Mechanical Engineers.
- Miwa, S., Mori, M., & Hibiki, T. (2015). Two-phase flow induced vibration in piping systems. *Progress in Nuclear Energy*, 78, 270-284.
- Miya, M., Woodmansee, D.E., Hanratty, T.J., 1971. A model for roll waves in gas-liquid flow. *Chemical Engineering Science*, 26: 1915-1931.
- Moalem Maron, D., Brauner, N., 1987. The role of interfacial mobility in determining the interfacial shear factor in two-phase wave film flow. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 14: 45-55.
- Moalem Maron, D., Brauner, N., Hewitt, G.F., 1989. Flow patterns in wavy thin films: numerical simulation. *Int. Comm. Heat Mass Transfer* 16, 655–666.
- Moeck, E.O., Stachiewicz, J.W., 1972. A droplet interchange model for annular dispersed two phase flow. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15: 637-653.
- Mohammed, S. K., Hasan, A., Dimitrakakis, G., & Azzopardi, B. J. (2018). Churn flow in high viscosity oils and large diameter columns. *International Journal of Multiphase Flow*, 100, 16-29.

- Moisy, F., Rabaud, M., Salsac, K., 2009. A synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface. *Exp. Fluids*, 46: 1021–1036.
- Morgan, R. G., Markides, C. N., Hale, C. P., & Hewitt, G. F. (2012). Horizontal liquid–liquid flow characteristics at low superficial velocities using laser-induced fluorescence. *International Journal of Multiphase Flow*, 43, 101–117.
- Mori, K., Kondo, Y., Kaji, M., & Yagishita, T. (1999). Effects of Liquid Viscosity on Characteristics of Waves in Gas-Liquid Two-Phase Flow: Characteristics of Huge Waves and Disturbance Waves. *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*, 42(4), 658–666.
- Motzkus, C., Gensdarmes, F., & Géhin, E. (2009). Parameter study of microdroplet formation by impact of millimetre-size droplets onto a liquid film. *Journal of Aerosol Science*, 40(8), 680–692.
- Mudawar I.A., El-Masri M.A., 1986. Momentum and heat transfer across freely falling turbulent liquid films. *Int. J. Multiph. Flow*, 12: 771 - 790.
- Mudawar, I., Houpt, R.A., 1993. Measurement of mass and momentum transport in wavy-laminar falling liquid films. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36: 4151–4162.
- Mundo C, Tropea C, Sommerfeld M (1997) Numerical and experimental investigation of spray characteristics in the vicinity of a rigid wall. *Exp Thermal Fluid Sci* 15:228–237
- Mudunuri, R. R., & Balakotaiah, V. (2006). Solitary waves on thin falling films in the very low forcing frequency limit. *AIChE journal*, 52(12), 3995–4003.
- Munkres, J., 1957. Algorithms for Assignment and Transportation Problems. *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics* 5, 32–38.
- Nakazatomi, M., & Sekoguchi, K. (1996a). Effect of pressure on entrainment flow rate in vertical upward gas—liquid annular two-phase flow. Part II: An assessment of published correlations of entrainment flow rate through high-pressure data and proposal of new correlations. *Heat Transfer-Japanese Research: Co-sponsored by the Society of Chemical Engineers of Japan and the Heat Transfer Division of ASME*, 25(5), 281–292.
- Nakazatomi, M., & Sekoguchi, K. (1996b). Effect of pressure on entrainment flow rate in vertical upwards gas—liquid annular two-phase flow. Part I: Experimental results for system pressures from 0.3 MPa to 20 MPa. *Heat Transfer-Japanese Research: Co-sponsored by the Society of Chemical Engineers of Japan and the Heat Transfer Division of ASME*, 25(5), 267–280.
- Nakoryakov, V. E., Pokusaev, B. G., & Alekseenko, S. V. (1976). Stationary two-dimensional rolling waves on a vertical film of fluid. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 30(5), 517–521.
- Náraigh, L. Ó., Spelt, P. D., Matar, O. K., & Zaki, T. A. (2011). Interfacial instability in turbulent flow over a liquid film in a channel. *International Journal of Multiphase Flow*, 37(7), 812–830.
- Nedderman, R. M., & Shearer, C. J. (1963). The motion and frequency of large disturbance waves in annular two-phase flow of air-water mixtures. *Chemical Engineering Science*, 18(10), 661–670.
- Nepomnyashchy, A. A., & Simanovskii, I. B. (2008). Dynamics of non-isothermic ultra-thin two-layer films. *Microgravity Science and Technology*, 20(3–4), 149–154.
- Nigmatulin, B. I. (1973). Flow characteristics of two-phase dispersed annular streams in heated tubes. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 14(4), 500–508.
- Nosoko, T., & Miyara, A. (2004). The evolution and subsequent dynamics of waves on a vertically falling liquid film. *Physics of Fluids*, 16(4), 1118–1126.
- Nusselt W., 1916. Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes, *VDI Zeit.* 60: 541–546.
- Odeh, S. D., Behnia, M., & Morrison, G. L. (2000). Hydrodynamic analysis of direct steam generation solar collectors. *Journal of solar energy engineering*, 122(1), 14–22.
- Odier, N., Balarac, G., Corre, C., 2018. Numerical analysis of the flapping mechanism for a two-phase coaxial jet. *Int. J. Multiphase Flow*, 106: 164–178.
- Oguz, H.N., Prosperetti, A., 1990. Bubble entrainment by the impact of drops on liquid surfaces. *J. Fluid Mech.* 219, 143–179.
- Ohba K., Nagae, K., 1993. Characteristics and behavior of the interfacial wave on the liquid film in a vertically upward air-water two-phase annular flow. *Nucl. Eng. Des.*, 141: 17–25.

- Okada, O., 1992. The Gas-Liquid Mixing Methods of Annular Mist Flow and the Flow Behavior in the Axial Direction. *Japanese J. Multiphase Flow*, 6: 18-34 (in Japanese).
- Okada, O., Fujimatsu, T., Fujita, H., Nakajima, Y., 1995. Measurement of droplet size distribution in an annular mist flow in a vertical pipe by immersion liquid method. In: *Proc. 2nd. Int. Conf on Multiphase Flow*, Kyoto, vol. 1, pp. IP2/11–IP2/18.
- Okawa, T., Kotani, A., Kataoka, I., & Naitoh, M. (2004). Prediction of the critical heat flux in annular regime in various vertical channels. *Nuclear Engineering and Design*, 229(2-3), 223-236.
- Okawa, T., Kotani, A., & Kataoka, I. (2005). Experiments for liquid phase mass transfer rate in annular regime for a small vertical tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(3-4), 585-598.
- Okawa, T., & Kataoka, I. (2005). Correlations for the mass transfer rate of droplets in vertical upward annular flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(23-24), 4766-4778.
- Okawa T, Shiraishi T, Mori T (2006) Production of secondary drops during the single water drop impact onto a plane water surface. *Exp Fluids* 41:965–974
- Okawa, T., Shiraishi, T., and Mori, T., 2008. Effect of impingement angle on the outcome of single water drop impact onto a plane water surface. *Exp. Fluids*, 44: 331–339.
- Okawa, T., Goto, T., Minamitani, J., & Yamagoe, Y. (2009). Liquid film dryout in a boiling channel under flow oscillation conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(15-16), 3665-3675.
- Okawa, T., Murakami, T., & Takei, R. (2011). Rate of droplet deposition in steam–water annular flow and effect of a flow obstacle. *Nuclear Engineering and Design*, 241(11), 4497-4503.
- Oliemans, R. V. A., Pots, B. F. M., & Trompe, N. (1986). Modelling of annular dispersed two-phase flow in vertical pipes. *International journal of multiphase flow*, 12(5), 711-732.
- Omebere-Iyari, N. K., & Azzopardi, B. J. (2007). A study of flow patterns for gas/liquid flow in small diameter tubes. *Chemical Engineering Research and Design*, 85(2), 180-192.
- Omebere-Iyari, N. K., Azzopardi, B. J., Lucas, D., Beyer, M., & Prasser, H. M. (2008). The characteristics of gas/liquid flow in large risers at high pressures. *International journal of multiphase flow*, 34(5), 461-476.
- Oshinowo, T., & Charles, M. E. (1974). Vertical two-phase flow part I. Flow pattern correlations. *the Canadian Journal of Chemical engineering*, 52(1), 25-35.
- Pagan, E., Williams, W. C., Kam, S., & Waltrich, P. J. (2017). A simplified model for churn and annular flow regimes in small-and large-diameter pipes. *Chemical Engineering Science*, 162, 309-321.
- Paleev, I. I., & Filippovich, B. S. (1966). Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed annular flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9(10), 1089-1093.
- Pan, L. , Hanratty, T.J. , 2002. Correlation of entrainment for annular flow in vertical pipes. *Int. J. Multiphase Flow* 28, 363–384.
- Pan, K. L., & Law, C. K. (2007). Dynamics of droplet–film collision. *Journal of fluid mechanics*, 587, 1-22.
- Pan, L.-M., He, H., Ju, P., Hibiki, T., Ishii, M., 2015. Experimental study and modeling of disturbance wave height of vertical annular flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 89: 165–175.
- Pan, L. M., He, H., Ju, P., Hibiki, T., & Ishii, M. (2015). The influences of gas–liquid interfacial properties on interfacial shear stress for vertical annular flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 89, 1172-1183.
- Paramati, M., Tirumkudulu, M. S., & Schmid, P. J. (2015). Stability of a moving radial liquid sheet: experiments. *Journal of Fluid Mechanics*, 770, 398-423.
- Paras, S. V., & Karabelas, A. J. (1991). Droplet entrainment and deposition in horizontal annular flow. *International journal of multiphase flow*, 17(4), 455-468.
- Paras, S. V., Vlachos, N. A., & Karabelas, A. J. (1994). Liquid layer characteristics in stratified—Atomization flow. *International journal of multiphase flow*, 20(5), 939-956.

- Park, C. D., & Nosoko, T. (2003). Three-dimensional wave dynamics on a falling film and associated mass transfer. *AIChE Journal*, 49(11), 2715-2727.
- Parsi, M., Agrawal, M., Srinivasan, V., Vieira, R. E., Torres, C. F., McLaury, B. S., ... & Hampel, U. (2016). Assessment of a hybrid CFD model for simulation of complex vertical upward gas–liquid churn flow. *Chemical Engineering Research and Design*, 105, 71-84.
- Patruno, L. E., Dorao, C. A., Svendsen, H. F., & Jakobsen, H. A. (2009). On the modelling of droplet–film interaction considering entrainment, deposition and breakage processes. *Chemical Engineering Science*, 64(6), 1362-1371.
- Patruno, L. E., Marchetti, J. M., Dorao, C. A., Svendsen, H. F., & Jakobsen, H. A. (2010). Droplet size distribution after liquid entrainment in horizontal stratified two-phase three-field dispersed flow. *Chemical Engineering Science*, 65(4), 1407-1414.
- Peduto, D., Koch, R., Morvan, H., Dullenkopf, K., and Bauer, H.-J., Numerical studies of single drop impact onto a plane shallow and deep liquid pool, In Proc. of 24th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, 2011.
- Peña, H. V., & Rodriguez, O. M. H. (2015). Applications of wire-mesh sensors in multiphase flows. *Flow measurement and instrumentation*, 45, 255-273.
- Peng, C. A., Jurman, L. A., & McCready, M. J. (1991). Formation of solitary waves on gas-sheared liquid layers. *International journal of multiphase flow*, 17(6), 767-782.
- Peng, S. W. (2008). Heat flux effect on the droplet entrainment and deposition in annular flow dryout. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, 13(10), 2223-2235.
- Pereyra, E., Torres, C., Mohan, R., Gomez, L., Kouba, G., & Shoham, O. (2012). A methodology and database to quantify the confidence level of methods for gas–liquid two-phase flow pattern prediction. *Chemical Engineering Research and Design*, 90(4), 507-513.
- Permyakov, V. V., & Podsushnyi, A. M. (1970). Hydraulic resistance of annular, and disperse-annular flow conditions of a two-phase mixture. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 18(3), 276-279.
- Pham, S.H., Kawara, Z., Yokomine, T., Kunugi, T., 2014. Detailed observations of wavy interface behaviors of annular two-phase flow on rod bundle geometry. *International Journal of Multiphase Flow*, 59: 135–144.
- Pham, S. H., Kawara, Z., Yokomine, T., & Kunugi, T. (2015). Measurements of liquid film and droplets of annular two-phase flow on a rod-bundle geometry with spacer. *International Journal of Multiphase Flow*, 70, 35-57.
- Pierson, F.W., Whitaker, S., 1977. Some theoretical and experimental observations of the wave structure of falling liquid films. *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 16 (4), 401–408.
- Pilch, M., & Erdman, C. A. (1987). Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *International journal of multiphase flow*, 13(6), 741-757.
- Pitton, E. , Ciandri, P. , Margarone, M. , Andreussi, P. , 2014. An experimental study of stratified–dispersed flow in horizontal pipes. *Int. J. Multiphase Flow* 67, 92–103.
- Portalski, S., & Clegg, A. J. (1972). An experimental study of wave inception on falling liquid films. *Chemical Engineering Science*, 27(6), 1257-1265.
- Pradas, M., Kalliadasis, S., & Tseluiko, D. (2012). Binary interactions of solitary pulses in falling liquid films. *IMA Journal of Applied Mathematics*, 77(3), 408-419.
- Prandtl L 1904 On fluid motions with very small friction *Verhldg* 3 484–491
- Pringle, C. C., Ambrose, S., Azzopardi, B. J., & Rust, A. C. (2015). The existence and behaviour of large diameter Taylor bubbles. *International Journal of Multiphase Flow*, 72, 318-323.
- Prokopiou, T., Cheng, M., & Chang, H. C. (1991). Long waves on inclined films at high Reynolds number. *Journal of fluid mechanics*, 222, 665-691.
- Quandt, E. R. (1965). Measurement of some basic parameters in two-phase annular flow. *AIChE Journal*, 11(2), 311-318.

- Rahim, E., Revellin, R., Thome, J., & Bar-Cohen, A. (2011). Characterization and prediction of two-phase flow regimes in miniature tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, 37(1), 12-23.
- Ramadurgam, S., Chakravarthy, R. V. K., Tomar, G., & Govindarajan, R. (2012). Stability of developing film flow down an inclined surface. *Physics of Fluids*, 24(10), 102109.
- Rapp, C., & Manhart, M. (2011). Flow over periodic hills: an experimental study. *Experiments in fluids*, 51(1), 247-269.
- Rein, M. (1993). Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. *Fluid Dynamics Research*, 12(2), 61.
- Ricard, M.R., Shkadov, V.Ya., 1989. Influencia de la viscosidad en la inestabilidad hidrodinamica de ondas generalizadas por viento. *Revista Ciencias Matematicas*, X(2): 151-159 (in Spanish).
- Rodrigues, H. T., Pereyra, E., & Sarica, C. (2018). A model for the thin film friction factor in near-horizontal stratified-annular transition two-phase low liquid loading flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 102, 29-37.
- Rodríguez, D.J., Shedd, T.A., 2004(a). Entrainment of gas in the liquid film of horizontal, annular, two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow* 30, 565-583.
- Rodríguez, D.J., Shedd, T.A., 2004(b). Cross-sectional imaging of the liquid film in horizontal two-phase annular flow. *Proceedings of ASME Heat Transfer/Fluids Engineering Summer Conference*, July 11-15, 2004, Charlotte, North Carolina USA.
- Rodriguez, J. M. (2009). *Numerical simulation of two-phase annular flow* (Doctoral dissertation, Rensselaer Polytechnic Institute).
- Roisman I.V., Berberović E., Tropea C. (2009) Inertia dominated drop collisions. I. On the universal flow in the lamella. *Phys Fluids* 21:052103
- Roisman I.V., Van Hinsberg N.P., Tropea C. (2008) Propagation of a kinematic instability in a liquid layer: capillary and gravity effects. *Phys Rev E* 77:046305
- Roisman, I.V., Breitenbach, J., Tropea, C., 2018. Thermal atomisation of a liquid drop after impact onto a hot substrate. *J. Fluid Mech.*, 842: 87-101
- Rosa, E. S., Salgado, R. M., Ohishi, T., & Mastelari, N. (2010). Performance comparison of artificial neural networks and expert systems applied to flow pattern identification in vertical ascendant gas-liquid flows. *Int. J. Multiphase Flow*, 36(9), 738-754.
- Rüttinger, S., Spille, C., Hoffmann, M., Schlüter, M., 2018. Laser-Induced Fluorescence in Multiphase Systems. *ChemBioEng Reviews*, 5(4): 253-269.
- Ruyer-Quil C and Manneville P 1998 Modeling film flows down inclined planes *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems* 6 277–292
- Ruyer-Quil C and Manneville P 2000 Improved modeling of flows down inclined planes *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems* 15 357–369.
- Ryu, S. H., & Park, G. C. (2011). A droplet entrainment model based on the force balance of an interfacial wave in two-phase annular flow. *Nuclear Engineering and Design*, 241(9), 3890-3897
- Sætre, C., Johansen, G. A., & Tjugum, S. A. (2010). Salinity and flow regime independent multiphase flow measurements. *Flow Measurement and Instrumentation*, 21(4), 454-461.
- Salgado, C. M., Pereira, C. M., Schirru, R., & Brandão, L. E. (2010). Flow regime identification and volume fraction prediction in multiphase flows by means of gamma-ray attenuation and artificial neural networks. *Progress in Nuclear Energy*, 52(6), 555-562.
- Salhi, Y., Si-Ahmed, E. K., Legrand, J., & Degrez, G. (2010). Stability analysis of inclined stratified two-phase gas-liquid flow. *Nuclear Engineering and Design*, 240(5), 1083-1096.
- Samanta A 2014 Shear-imposed falling film *J. Fluid Mech.* 753 131–149.
- Samenfink, W. , Elsäßer, A. , Dullenkopf, K. , Wittig, C. , 1999. Droplet interaction with shear-driven liquid films: analysis of deposition and secondary droplet characteristics. *Int. J. Heat Fluid Flow* 20 (5), 462–469.
- Sarimeseli, A. (2009). Determination of Drop Sizes in Annular Gas/Liquid Flows in Vertical and Horizontal Pipes. *Journal of Dispersion Science and Technology*, 30(5), 694-697.

- Saruwatari, A., Watanabe, Y., & Ingram, D. M. (2009). Scarifying and fingering surfaces of plunging jets. *Coastal Engineering*, 56(11-12), 1109-1122.
- Sato, Y., & Niceno, B. (2017). Large eddy simulation of upward co-current annular boiling flow using an interface tracking method. *Nuclear Engineering and Design*, 321, 69-81.
- Sawant, P., Ishii, M., Mori, M., 2008. Droplet entrainment correlation in vertical up-ward co-current annular two-phase flow. *Nucl. Eng. Des.* 238, 1342–1352
- Sawant, P., Ishii, M., Hazuku, T., Takamasa, T., Mori, M., 2008. Properties of disturbance waves in vertical annular two-phase flow. *Nucl. Eng. Des.* 238, 3528–3541.
- Sawant, P., Ishii, M., & Mori, M. (2009). Prediction of amount of entrained droplets in vertical annular two-phase flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(4), 715-728.
- Schadel, S. A., & Hanratty, T. J. (1989). Interpretation of atomization rates of the liquid film in gas-liquid annular flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 15(6), 893-900.
- Schadel, S. A., Leman, G. W., Binder, J. L., & Hanratty, T. J. (1990). Rates of atomization and deposition in vertical annular flow. *International journal of multiphase flow*, 16(3), 363-374.
- Schagen, A., Modigell, M., Dietze, G., Kneer, R., 2006. Simultaneous measurement of local film thickness and temperature distribution in wavy liquid films using a luminescence technique. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 49: 5049–5061.
- Schubring, D., & Shedd, T. A. (2009a). Critical friction factor modeling of horizontal annular base film thickness. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(4), 389-397.
- Schubring D., Foster R.E., Rodríguez D.J., Shedd T.A., 2009b. Two-zone analysis of wavy two-phase flow using micro-particle image velocimetry (micro-PIV). *Meas. Sci. Technol.*, 20: 1–11.
- Schubring, D., Ashwood, A.C., Shedd, T.A., Hurlburt, E.T., 2010a. Planar laser-induced fluorescence (PLIF) measurements of liquid film thickness in annular flow. Part I: Methods and data. *International Journal of Multiphase Flow*, 36: 815–824
- Schubring, D., Shedd, T.A., Hurlburt, E.T., 2010b. Planar laser-induced fluorescence (PLIF) measurements of liquid film thickness in annular flow. Part II: Analysis and comparison to models. *Int. J. Multiphase Flow* 36, 825–835.
- Schubring, D., Shedd, T.A., Hurlburt, E.T., 2010c. Studying disturbance waves in vertical annular flow with high-speed video. *Int. J. Multiphase Flow* 36 (5), 385–396.
- Schubring D., Shedd T.A., 2011. A model for pressure loss, film thickness, and entrained fraction for gas–liquid annular flow. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 32: 730–739.
- Scott, D. S. (1963). Properties of cocurrent gas-liquid flow. *Advances in chemical engineering*, 4, 199-277.
- Sekoguchi, K., Hori, K., Nakazatomi, M., Nakano, K., Nishikawa, K. (1977). On Ripple of Annular Two-Phase Flow: 1. Statistical Characteristics of Ripples. *Bulletin of JSME*, 20(145), 844-851.
- Sekoguchi, K., Hori, K., Nakazatomi, M., & Nishikawa, K. (1978). On Ripple of Annular Two-Phase Flow: 2. Characteristics of Wave and Interfacial Friction Factor. *Bulletin of JSME*, 21(152), 279-286.
- Sekoguchi, K., Takeishi, M., Ishimatsu, T., 1985. Interfacial structure in vertical upward annular flow. *Phys. Chem. Hydrodyn.* 6 (1/2), 239–255.
- Sekoguchi K., Takeishi M., 1989. Interfacial structures in upward huge wave flow and annular flow regimes. *Int. J. Multiphase Flow*, 15: 295–305.
- Sekoguchi, K., Nakazatomi, M., Takeishi, M., Shimizu, H., Mori, K., & Miyake, G. (1992). Pressure Effect on Velocity of Liquid Lumps in Vertical Upward Gas-Liquid Two-Phase Flow. *JSME international journal. Ser. 2, Fluids engineering, heat transfer, power, combustion, thermophysical properties*, 35(3), 380-387.
- Sekoguchi K., Mori K., 1997. New development of experimental study on interfacial structure in gas-liquid two-phase flow. *Exp. Heat Transfer Fluid Mech. Thermodyn. Ed. ETS*, 2, 1177–1188.
- Semenov, P.A., 1944. Flow of liquid in thin layers. *Zhurn. Tech. Fiz* XIV 7–8, 427–437.
- Semiat, R., & Dukler, A. E. (1981). Simultaneous measurement of size and velocity of bubbles or drops: a new optical technique. *AIChE Journal*, 27(1), 148-159.

- Sempértegui-Tapia, D. F., & Ribatski, G. (2017). Two-phase frictional pressure drop in horizontal micro-scale channels: experimental data analysis and prediction method development. *International Journal of Refrigeration*, 79, 143-163.
- Seno, K., Ishioka, T., Harata, A., & Hatano, Y. (2002). Photoionization of rhodamine dyes adsorbed at the aqueous solution surfaces investigated by synchrotron radiation. In *Analytical Sciences/Supplements Proceedings of IUPAC International Congress on Analytical Sciences 2001 (ICAS 2001)* (pp. i1177-i1179). The Japan Society for Analytical Chemistry.
- Setyawan A., Indarto, Deendarlianto, 2014. Experimental investigation on disturbance wave velocity and frequency in air-water horizontal annular flow. *Modern Appl. Sci.*, 8: 84–96.
- Setyawan, A. (2016). The effect of the fluid properties on the wave velocity and wave frequency of gas–liquid annular two-phase flow in a horizontal pipe. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 71, 25-41.
- Shaikh, N., & Siddiqui, K. (2010). An experimental investigation of the near surface flow over air-water and air-solid interfaces. *Physics of Fluids*, 22(2), 025103.
- Shao, N., Gavriilidis, A., & Angeli, P. (2009). Flow regimes for adiabatic gas–liquid flow in microchannels. *Chemical Engineering Science*, 64(11), 2749-2761.
- Sharaf S., Da Silva M., Hampel U., Zippe C., Beyer M., Azzopardi B., 2011. Comparison between wire mesh sensor and gamma densitometry void measurements in two-phase flows. *Meas. Sci. Technol.*, 22: 104019.
- Shedd, T. A., & Newell, T. A. (1998). Automated optical liquid film thickness measurement method. *Review of Scientific Instruments*, 69(12), 4205-4213.
- Shedd, T. A., & Newell, T. A. (2004). Characteristics of the liquid film and pressure drop in horizontal, annular, two-phase flow through round, square and triangular tubes. *Journal of fluids engineering*, 126(5), 807-817.
- Shedd, T.A., Corn, M.L., Cohen, J.M., Arienti, M., Soteriou, M.C., 2009. Liquid Film Formation by an Impinging Jet in a High-Velocity Air Stream. 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 5 - 8 January 2009, Orlando, Florida. Paper 998.
- Shedd, T. A. (2013). Two-phase internal flow: Toward a theory of everything. *Heat Transfer Engineering*, 34(5-6), 420-433.
- Sheintuch, M., & Dukler, A. E. (1989). Phase plane and bifurcation analysis of thin wavy films under shear. *AIChE journal*, 35(2), 177-186.
- Shine, S. R., Kumar, S. S., & Suresh, B. N. (2012). A new generalised model for liquid film cooling in rocket combustion chambers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55(19-20), 5065-5075.
- Shine, S. R., Kumar, S. S., & Suresh, B. N. (2013). Numerical study of wave disturbance in liquid cooling film. *Propulsion and Power Research*, 2(2), 107-118.
- Shkadov V.Y., 1967. Wave flow regimes of a thin layer of viscous fluid subject to gravity *Fluid Dyn.* 2: 29–34
- Skartlien, R., Nuland, S., & Amundsen, J. E. (2011). Simultaneous entrainment of oil and water droplets in high Reynolds number gas turbulence in horizontal pipe flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 37(10), 1282-1293.
- Smith, T.N., Tait, R.W.F., 1966. Interfacial shear stress and momentum transfer in horizontal gas–liquid flow. *Chem. Eng. Sci.* 21, 63–73.
- Spedding, P. L., Woods, G. S., Raghunathan, R. S., & Watterson, J. K. (1998a). Vertical Two-Phase Flow: Part I: Flow Regimes. *Trans IChemE, Vol. 76: 612-619.*
- Spedding, P. L., Woods, G. S., Raghunathan, R. S., & Watterson, J. K. (1998b). Vertical Two-Phase Flow: Part II: Experimental Semi-Annular flow and hold-up. *Trans IChemE, Vol. 76: 620-627.*
- Stainthorp, F.P., Batt, R.S.W., 1967. The effect of co-current and counter-current air flow on the wave properties of falling liquid films. *Trans. Inst. Chem. Eng.* 45, 372–382.

- Stanton DW, Rutland CJ (1998) Multi-dimensional modeling of thin liquid films and spray-wall interactions resulting from impinging sprays. *Int J Heat Mass Transf* 41:3037–3054.
- Stucheli, A., Ozisik, M.N., 1976. Hydrodynamic entrance lengths of laminar falling films. *Chem. Eng. Sci.* 31 (5), 369–372.
- Sugawara, S. (1990). Droplet deposition and entrainment modeling based on the three-fluid model. *Nuclear Engineering and Design*, 122(1-3), 67-84.
- Sugioka, K. I. (2005). The effects of droplets on mass transfer in wind-driven turbulence with breaking waves. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, 71, 4-7.
- Sun, G., & Hewitt, G. F. (2001). Evaporation and condensation of steam-water in a vertical tube. *Nuclear engineering and design*, 207(2), 137-145.
- Sun, H., Gui, M., Zhao, N., & Wang, T. (2018, May). Disturbance wave frequency measurement using NIR technique in horizontal annular flow. In 2018 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC). IEEE.
- Sutton, J. A., Fisher, B. T., & Fleming, J. W. (2008). A laser-induced fluorescence measurement for aqueous fluid flows with improved temperature sensitivity. *Experiments in fluids*, 45(5), 869.
- Suzuki K., Hagiwara Y., Sato T., 1983. Heat transfer and flow characteristics of two-phase two-component annular flow *Int. J. Heat Mass Transfer* 26: 597–605.
- Szalinski, L., Abdulkareem, L. A., Da Silva, M. J., Thiele, S., Beyer, M., Lucas, D., ... & Azzopardi, B. J. (2010). Comparative study of gas–oil and gas–water two-phase flow in a vertical pipe. *Chemical engineering science*, 65(12), 3836-3848.
- Takagaki, N., Kurose, R., Baba, Y., Nakajima, Y., & Komori, S. (2014). Relationship between momentum of an impinging drop and intensities of vortex rings generated below free surface. *International Journal of Multiphase Flow*, 65, 1-10.
- Takamasa, T., & Kobayashi, K. (2000). Measuring interfacial waves on film flowing down tube inner wall using laser focus displacement meter. *International Journal of Multiphase Flow*, 26(9), 1493-1507.
- Takamasa, T., Hazuku, T., 2000. Measuring interfacial waves on film flowing down a vertical plate wall in the entry region using laser focus displacement meters. *Int. J. Heat Mass Transfer* 43, 2807–2819.
- Takenaka N., Asano H., Fujii T., Matsubayashi M., 1998. Three-dimensional visualization of void fraction distribution in steady two-phase flow by thermal neutron radiography. *Nucl. Eng. Des.*, 184: 203–212.
- Talebi, S., Kazeminejad, H., & Davilu, H. (2012). Prediction of dryout and post-dryout wall temperatures using film thickness model. *Nuclear Engineering and Design*, 244, 73-82.
- Tatterson, D. F., Dallman, J. C., & Hanratty, T. J. (1977). Drop sizes in annular gas-liquid flows. *AIChE Journal*, 23(1), 68-76.
- Taylor, G. I. (1959). The dynamics of thin sheets of fluid. III. Disintegration of fluid sheets. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 253(1274), 313-321.
- Tekis, M.N., Posarac, D., Petrovic, D., 1984. Entrance region lengths of laminar falling films. *Chem. Eng. Sci.*, 39(1): 165-167.
- Terdale, S., Tantray, A., 2017. Spectroscopic study of the dimerization of rhodamine 6G in water and different organic solvents. *J. Molecular Liquids*, 225: 662-671.
- Thoraval M.-J., Li Y., Thoroddsen S.T., 2016. Vortex-ring-induced large bubble entrainment during drop impact. *Phys. Rev. E*, 93: 033128.
- Thoroddsen, S.T., Etoh, T.G., Takehara, K., 2003. Air entrapment under an impacting drop. *J. Fluid Mech.*, 478: 125–134.
- Thoroddsen, S.T., Etoh, T. G., & Takehara, K. (2008). High-speed imaging of drops and bubbles. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 40, 257-285.
- Thoroddsen, S.T., 2012. The making of a splash. *J. Fluid Mech.*, 690: 1-4.
- Thorsness, C. B., Morrisroe, P. E., & Hanratty, T. J. (1978). A comparison of linear theory with measurements of the variation of shear stress along a solid wave. *Chemical Engineering Science*, 33(5), 579-592.

- Thwaites, G. R., Kulov, N. N., & Nedderman, R. M. (1976). Liquid film properties in two-phase annular flow. *Chemical Engineering Science*, 31(6), 481-486.
- Tihon, J., Tovchigrechko, V., Sobolik, V., & Wein, O. (2003). Electrodiffusion detection of the near-wall flow reversal in liquid films at the regime of solitary waves. *Journal of applied electrochemistry*, 33(7), 577-587.
- Tiwari, R., Damsohn, M., Prasser, H. M., Wymann, D., & Gossweiler, C. (2014). Multi-range sensors for the measurement of liquid film thickness distributions based on electrical conductance. *Flow Measurement and Instrumentation*, 40, 124-132.
- Toft, P. (1996). The radon transform. *Theory and Implementation (Ph. D. Dissertation)*(Copenhagen: Technical University of Denmark).
- Tomida, T., & Okazaki, T. (1974). Statistical character of large disturbance waves in upward two-phase flow of air-water mixtures. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 7(5), 329-333.
- Tran, T., de Maleprade, H., Sun, C., Lohse, D., 2013. Air entrainment during impact of droplets on liquid surfaces. *J. Fluid Mech.*, 726: R3.
- Trifonov Yu.Ya., 2007. Computation of wavy flow of liquid films in frames of Navier–Stokes equation, *Dokl. Phys.* 52, 502.
- Trifonov, Y. Y. (2010). Counter-current gas-liquid wavy film flow between the vertical plates analyzed using the Navier-Stokes equations. *AIChE Journal*, 56(8), 1975-1987.
- Trifonov, Y. Y. (2013). Wavy flow of a liquid film in the presence of a cocurrent turbulent gas flow. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 54(5), 762-772.
- Trifonov Y.Y., 2014. Wavy liquid film in the presence of co- or counter-current turbulent gas flow. *Thermophysics and Aeromechanics*, 21: 319–36
- Troniewski, L., & Spisak, W. (1987). Flow patterns in two-phase downflow of gas and very viscous liquid. *International journal of multiphase flow*, 13(2), 257-260.
- Tropea C, Marengo M (1999) Impact of drops on walls and films. *Multiph Sci Technol* 11:19–36
- Tropea C, Stephan P (2010) Dynamics of the cavity and the surface film for impingements of single drops on liquid films of various thicknesses. *J Colloid Interface Sci* 350:336–343
- Tsai, Y.S., Grass, A.J., Simons, R.R., 2005. On the spatial linear growth of gravity-capillary water waves sheared by a laminar air flow. *Phys. Fluids* 17, 095101.
- Tsveldub, O. Y., & Bocharov, A. A. (2017). Modeling nonlinear wave regimes in a falling liquid film entrained by a gas flow. *Chaos, Solitons & Fractals*, 104, 580-587.
- Turney, D. E., Anderer, A., & Banerjee, S. (2009). A method for three-dimensional interfacial particle image velocimetry (3D-PIV) of an air–water interface. *Measurement Science and Technology*, 20(4), 045403.
- Tushkanov, D. A., & Shkadov, V. Y. (2006). Nonlinear waves in a liquid film on a near-horizontal surface. *Fluid Dynamics*, 41(3), 330-342.
- Ueda, T., Tanaka, H., 1975. Measurements of velocity, temperature and velocity fluctuation distributions in falling liquid films. *Int. J. Multiphase Flow*, 2: 261–272.
- Valero, D., Bung, D.B., 2018. Reformulating self-aeration in hydraulic structures: Turbulent growth of free surface perturbations leading to air entrainment. *Int. J. Multiphase Flow*, 100: 127–142
- van der Meulen, G.P., 2012. Churn-annular gas-liquid flows in large diameter pipes. Ph.D. thesis, University of Nottingham.
- van Eckveld, A.C., Gotfredsen, E., Westerweel, J., Poelma, C., 2018. Annular two-phase flow in vertical smooth and corrugated pipes. *Int. J. Multiphase Flow*, <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.07.004>
- van Gastel, K., Janssen, P.A.E.M., Komen, G.J., 1985. On phase velocity and growth rate of wind-induced gravity-capillary waves. *J. Fluid Mech.* 161, 199–216.
- van Hinsberg N (2010) Investigation of drop and spray impingement on a thin liquid layer accounting for the wall film topology. PhD, <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2089/>
- Van Hinsberg, N. P., Budakli, M., Göhler, S., Berberović, E., Roisman, I. V., Gambaryan-Roisman, T., ... & Stephan, P. (2010). Dynamics of the cavity and the surface film for

- impingements of single drops on liquid films of various thicknesses. *Journal of colloid and interface science*, 350(1), 336-343.
- van Hinsberg, N. P., & Charbonneau-Grandmaison, M. (2015). Single-drop impingement onto a wavy liquid film and description of the asymmetrical cavity dynamics. *Physical Review E*, 92(1), 013004.
- van Nimwegen, A.T., Portela, L.M., Henkes, R.A.W.M., 2015a. The effect of surfactants on air–water annular and churn flow in vertical pipes. Part 1: Morphology of the air–water interface. *International Journal of Multiphase Flow*, 71: 133–145.
- Van Nimwegen, A. T., Portela, L. M., & Henkes, R. A. W. M. (2015). The effect of surfactants on air–water annular and churn flow in vertical pipes. Part 2: Liquid holdup and pressure gradient dynamics. *International Journal of Multiphase Flow*, 71, 146-158.
- van Rossum, J.J., 1959. Experimental investigation of horizontal liquid film thickness. *Chem. Eng. Sci.* 11, 35–52.
- Van't Westende, J. M. C., Kemp, H. K., Belt, R. J., Portela, L. M., Mudde, R. F., & Oliemans, R. V. A. (2007a). On the role of droplets in cocurrent annular and churn-annular pipe flow. *International journal of multiphase flow*, 33(6), 595-615.
- Van't Westende, J. M. C., Belt, R. J., Portela, L. M., Mudde, R. F., & Oliemans, R. V. A. (2007b). Effect of secondary flow on droplet distribution and deposition in horizontal annular pipe flow. *International journal of multiphase flow*, 33(1), 67-85.
- Varaksin, A. Y. (2013). Fluid dynamics and thermal physics of two-phase flows: Problems and achievements. *High Temperature*, 51(3), 377-407.
- Vassallo, P. (1999). Near wall structure in vertical air–water annular flows. *International journal of multiphase flow*, 25(3), 459-476.
- Vellingiri R., Tseluiko D., Savva N., Kalliadas S., 2013. Dynamics of a liquid film sheared by a coflowing turbulent gas *Int. J. Multiphase Flow*, 56: 93–104.
- Vieira, R. E., Parsi, M., McLaury, B. S., Shirazi, S. A., Torres, C. F., Schleicher, E., & Hampel, U. (2015). Experimental characterization of vertical downward two-phase annular flows using Wire-Mesh Sensor. *Chemical Engineering Science*, 134, 324-339.
- Villermaux, E., & Clanet, C. (2002). Life of a flapping liquid sheet. *Journal of fluid mechanics*, 462, 341-363.
- Vlachogiannis M., Bontozoglou V., 2001. Observation of solitary wave dynamics of film flows. *J. Fluid Mech.* 435, 191–215.
- Vlachogiannis, M., Samandas, A., Leontidis, V., & Bontozoglou, V. (2010). Effect of channel width on the primary instability of inclined film flow. *Physics of Fluids*, 22(1), 012106.
- Vollestad, P., Ayati, A.A., Angheluta, L., LaCasce, J.H., Jensen, A., 2018. Experimental investigation of airflow above waves in a horizontal pipe. *Int. J. Multiphase Flow*, doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.08.008>
- Volz, M., Konle, M., Gebretsadik, M., Habisreuther, P., & Zarzalis, N. (2015, June). Investigation of a Prefilming Airblast Atomizer With Respect to Surface Stripping. In *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition* (pp. V04AT04A043-V04AT04A043). American Society of Mechanical Engineers.
- Voulgaropoulos, V., & Angeli, P. (2017). Optical measurements in evolving dispersed pipe flows. *Experiments in Fluids*, 58(12), 170.
- Vozhakov, I. S., Arkhipov, D. G., & Tsvlodub, O. Y. (2015). Simulating nonlinear waves on the surface of thin liquid film entrained by turbulent gas flow. *Thermophysics and Aeromechanics*, 22(2), 191-202.
- Vu, T.-T., Dumouchel, C., 2018. Analysis of ligamentary atomization of highly perturbed liquid sheets. *Int. J. Multiphase Flow*, 107: 156–167.
- Wahono, S., Honnery, D., Soria, J., Ghajel, J. (2008). High-speed visualisation of primary break-up of an annular liquid sheet. *Exp. Fluids*, 44: 451–459.
- Walker, J. W., & Peirson, W. L. (2008). Measurement of gas transfer across wind-forced wavy air–water interfaces using laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, 44(2), 249-259.

- Wallis, G.B., 1962. The onset of droplet entrainment in annular gas–liquid flow. General Electric Report No. 62GL127.
- Wallis, G.B., 1969. One-Dimensional Two-Phase Flow (New York, McGraw-Hill).
- Wang, Z. L., Gabriel, K. S., & Zhu, Z. F. (2004). The effects of gravity on the features of the interfacial waves in annular two-phase flow. *Microgravity-Science and Technology*, 15(3), 19-27.
- Wang, Z., Gabriel, K. S., & Manz, D. L. (2004). The influences of wave height on the interfacial friction in annular gas–liquid flow under normal and microgravity conditions. *International journal of multiphase flow*, 30(10), 1193-1211.
- Wang, Y.-P., Wilkinson, G.B., Drallmeier, J.A., 2004. Parametric study on the fuel film breakup of a cold start PFI engine. *Exp. Fluids*, 37: 385–398.
- Wang, W., Wang B., Huang Z., Li, H., 2005. Voidage measurement based on genetic algorithm and electrical capacitance tomography. *Zhejiang Univ. Sci.* 6A(12): 1441-1445.
- Wang, Z., & Sun, B. (2009). Annular multiphase flow behavior during deep water drilling and the effect of hydrate phase transition. *Petroleum Science*, 6(1), 57-63.
- Wang, X., Yong, Y., Fan, P., Yu, G., Yang, C., & Mao, Z. S. (2012). Flow regime transition for cocurrent gas–liquid flow in micro-channels. *Chemical engineering science*, 69(1), 578-586.
- Wang, J., Wang, Y. F., & Yan, L. C. (2016). Characteristics of velocity and thickness distribution of liquid film in vertical falling tube. *Journal of Chemical Industry and Engineering*, 2239-2245.
- Wang, C., Zhao, N., Fang, L., Zhang, T., & Feng, Y. (2016). Void fraction measurement using NIR technology for horizontal wet-gas annular flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 76, 98-108.
- Wang, K., Ye, J., Bai, B., 2017. Entrained droplets in two-phase churn flow. *Chem. Eng. Sci.*, 164: 270–278
- Wang, C., Zhao, N., Chen, C., & Sun, H. (2018). A method for direct thickness measurement of wavy liquid film in gas-liquid two-phase annular flow using conductance probes. *Flow Measurement and Instrumentation*, 62, 66-75.
- Wang, C., Zhao, N., Feng, Y., Sun, H., & Fang, L. (2018). Interfacial wave velocity of vertical gas-liquid annular flow at different system pressures. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 92, 20-32.
- Watanabe Y., Saruwatari A., Ingram D.M. (2008) Free-surface flows under impacting droplets. *J Comput Phys* 227: 2344–2365.
- Webb D.R., Hewitt G.F., 1975. Downwards co-current annular flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 2: 35–49.
- Wegener, P.P., Parlange, J.-Y., 1973. Spherical-cap bubbles. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 5: 79-100.
- Wicks M., Dukler A.E., 1960. Entrainment and pressure drop in concurrent gas–liquid flow: I. Air-water in horizontal flow. *AIChE J.*, 6(3): 463–468.
- Wicks III, M., & Dukler, A. E. (1960). Entrainment and pressure drop in concurrent gas-liquid flow: I. Air-water in horizontal flow. *AIChE Journal*, 6(3), 463-468.
- Wicks, M., & Dukler, A. E. (1966). In situ measurements of drop size distribution in 2-phase flow - a new method for electrically conducting liquids. *Chem. Eng. progress*, 62(8): 89.
- Wilkes, N.S., Azzopardi, B.J., Thompson, C.P., 1983. Wave coalescence and entrainment in vertical annular two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow* 9, 383–398.
- Wisman, R. (1975). Analytical pressure drop correlation for adiabatic vertical two-phase flow. *Applied Scientific Research*, 30(5), 367-380.
- Wolf A., Jayanti S., Hewitt, G.F., 1996. On the nature of ephemeral waves in vertical annular flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 22: 325–333.
- Wolf, A., Jayanti, S., Hewitt, G.F., 2001. Flow development in vertical annular flow, *Chem. Eng. Sci.*, 56: 3221–3235.
- Wong, T. N., & Yau, Y. K. (1997). Flow patterns in two-phase air-water flow. *International communications in heat and mass transfer*, 24(1), 111-118.

- Wongwises, S., & Kongkiatwanitch, W. (2001). Interfacial friction factor in vertical upward gas-liquid annular two-phase flow. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 28(3), 323-336.
- Woodmansee, D.E., Hanratty, T.J., 1969a. Mechanism for the removal of droplets from a liquid surface by a parallel air flow. *Chemical Engineering Science*, 24: 299-307.
- Woodmansee, D. E., & Hanratty, T. J. (1969b). Base film over which roll waves propagate. *AIChE Journal*, 15(5), 712-715.
- Worthington, A. M. (1877). XXVIII. On the forms assumed by drops of liquids falling vertically on a horizontal plate. *Proceedings of the royal society of London*, 25(171-178), 261-272.
- Worthington, A.M., 1908. A study of splashes. Longmans, Green, and CO, LONDON.
- Wu, Z., 2018. Drop “impact” on an airfoil surface. *Adv. Colloid Interface Sci.*, 256: 23–47.
- Wu, B., Firouzi, M., Mitchell, T., Rufford, T. E., Leonardi, C., & Towler, B. (2017). A critical review of flow maps for gas-liquid flows in vertical pipes and annuli. *Chemical Engineering Journal*, 326, 350-377.
- Xiang, M., Cheung, S.C.P., Tu, J.Y., Zhang, W.H., 2014 A multi-fluid modelling approach for the air entrainment and internal bubbly flow region in hydraulic jumps. *Ocean Engineering*, 91: 51–63
- Xie, Z., Hewitt, G.F., Pavlidis, D., Salinas, P., Pain, C.C., Matar, O.K., 2017. Numerical study of three-dimensional droplet impact on a flowing liquid film in annular two-phase flow. *Chemical Engineering Science*, 166: 303–312.
- Xu, M., Li, C., Wu, C., Chen, X., & Lu, S. (2018). Regimes during single water droplet impacting on hot ethanol surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 116, 817-824.
- Xue, T., Lin, X., & Yang, L. (2016). Measurement of Circumferential Liquid Film Based on LIF and Virtual Stereo Vision Sensor. *Journal of Sensors*, 2016.
- Xue, T., Zhang, S., Wu, B., 2018. Study of spatiotemporally resolved temperature field and heat transfer in liquid film using PLIF. *Heat and Mass Transfer*, <https://doi.org/10.1007/s00231-018-2465-5>
- Yagov, V. V., & Minko, M. V. (2013). Simulating droplet entrainment in adiabatic disperse-annular two-phase flows. *Thermal Engineering*, 60(7), 521-526.
- Yagov, V. V., & Minko, M. V. (2016). Entrained liquid fraction calculation in adiabatic disperse-annular flows at low rate in film. *Thermal Engineering*, 63(4), 288-293.
- Yang, J., Narayanan, C., & Lakehal, D. (2017). Large Eddy & Interface Simulation (LEIS) of disturbance waves and heat transfer in annular flows. *Nuclear Engineering and Design*, 321, 190-198.
- Yang, J., Sebilliau, F., & Hewitt, G. F. (2018). The role of disturbance waves in nucleate boiling in annular flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 116, 609-616.
- Yao, C., Li, H., Xue, Y., Liu, X., & Hao, C. (2018). Investigation on the frictional pressure drop of gas liquid two-phase flows in vertical downward tubes. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 91, 138-149.
- Yarin AL, Weiss DA (1995) Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity. *J Fluid Mech* 283:141–173
- Yarin AL (2006) Drop impact dynamics: splashing, spreading, receding, bouncing. *Annu Rev Fluid Mech* 38:159–192
- Yih, S. M., & Liu, J. L. (1983). Prediction of heat transfer in turbulent falling liquid films with or without interfacial shear. *AIChE journal*, 29(6), 903-909.
- Yoshida, K., Matsumoto, T., & Kataoka, I. (2005). Turbulence modification in vertical upward annular flow passing through a throat section. *International journal of heat and fluid flow*, 26(6), 883-893.
- Yuan, S., Cheng, W. L., Nian, Y. L., Zhong, Q., Fan, Y. F., & He, J. (2017). Evaluation of prediction methods for heat transfer coefficient of annular flow and a novel correlation. *Applied Thermal Engineering*, 114, 10-23.

- Yun, B. J., Euh, D. J., & Song, C. H. (2008). Downcomer boiling phenomena during the reflood phase of a large-break LOCA for the APR1400. *Nuclear Engineering and Design*, 238(8), 2064-2074.
- Yun, G., Ishiwatari, Y., Ikejiri, S., & Oka, Y. (2010). Numerical analysis of the onset of droplet entrainment in annular two-phase flow by hybrid method. *Annals of Nuclear Energy*, 37(2), 230-240.
- Zadrazil, I., Markides, C.N., 2014. An experimental characterization of liquid films in downwards co-current gas-liquid annular flow by particle image and tracking velocimetry. *International Journal of Multiphase Flow*, 67: 42-53
- Zadrazil, I., Matar, O.K., Markides, C.N., 2014. An experimental characterization of downwards gas-liquid annular flow by laser-induced fluorescence: Flow regimes and film statistics. *International Journal of Multiphase Flow* 60 (2014) 87-102
- Zaidi, S.H., Altunbas, A., Azzopardi, B.J., 1998. A comparative study of phase Doppler and laser diffraction techniques to investigate drop sizes in annular two-phase flow. *Chemical Engineering Journal* 71, 135-143.
- Zandian, A., Sirignano, W. A., & Hussain, F. (2017). Planar liquid jet: Early deformation and atomization cascades. *Physics of Fluids*, 29(6), 062109.
- Zboray, R., Kickhofel, J., Damsohn, M., & Prasser, H. M. (2011). Cold-neutron tomography of annular flow and functional spacer performance in a model of a boiling water reactor fuel rod bundle. *Nuclear engineering and design*, 241(8), 3201-3215.
- Zhang, W., Hibiki, T., & Mishima, K. (2010). Correlations of two-phase frictional pressure drop and void fraction in mini-channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(1-3), 453-465.
- Zhang, H. Q., & Sarica, C. (2011). Low liquid loading gas/liquid pipe flow. *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 3(2), 413-422.
- Zhang, R., Liu, H., & Liu, M. (2015). A probability model for fully developed annular flow in vertical pipes: Prediction of the droplet entrainment. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 84, 225-236.
- Zhang, H., & Hewitt, G. F. (2016). New models of droplet deposition and entrainment for prediction of CHF in cylindrical rod bundles. *Nuclear Engineering and Design*, 305, 73-80.
- Zhang, Y., Jia, M., Duan, H., Wang, P., Wang, J., Liu, H., Xie, M., 2018. Numerical and experimental study of spray impingement and liquid film separation during the spray/wall interaction at expanding corners. *Int. J. Multiphase Flow*, 107: 67-81.
- Zhao, J., Xie, J., Lin, H., Hu, W., Ivanov, A. V., & Belyaev, A. Y. (2001). Microgravity experiments of two-phase flow patterns aboard MIR space station. *Acta Mechanica Sinica*, 17(2), 151-159.
- Zhao, H. , Ecault, R. , Dorao, C.A. , Munkejord, S.T. , 2011. Splashing of water droplets on a tilted flowing liquid film. DIPSI Workshop on Droplet Impact Phenomena & Spray Investigation. May 27, 2011 . Bergamo, Italy.
- Zhao, Y., Markides, C.N., Matar, O.K., Hewitt, G.F., 2013. Disturbance wave development in two-phase gas-liquid upwards vertical annular flow. *Int. J. Multiphase Flow* 55, 111-129.
- Zhivaikin, L. Y. (1962). Liquid film thickness in film-type units. *Int. Chem. Eng.*, 2, 337-341.
- Zhou, D. W., Gambaryan-Roisman, T., & Stephan, P. (2009). Measurement of water falling film thickness to flat plate using confocal chromatic sensing technique. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 33(2), 273-283.
- Zhu, Y., OĞUZ, H. N., & Prosperetti, A. (2000). On the mechanism of air entrainment by liquid jets at a free surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 404, 151-177.
- Алексеевко, С.В., Накоряков, В.Е., Покусаев, Б.Г., 1992. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука.
- Алексеевко, С.В., Бобылев, А.В., Евсеев, А.Р., Карстен, В.М., Маркович, Д.М., Тарасов, Б.В., 2003. Измерение толщины пленки жидкости волоконно-оптическим датчиком. Приборы и техника эксперимента, 46(2): 130-134.

- Алексеев, С.В., Маркович, Д.М., Харламов, С.М., Черданцев, А.В., 2004. Линейная устойчивость стекающей пленки жидкости в присутствии турбулентного потока газа. *Известия РАН: серия МЖГ*, 4: 119-129.
- Баранов, В. Г., & Храмов, А. Г. (2002). Дискретное веерное преобразование Радона в задаче выделения центров ветвей сетчатых структур. *Компьютерная оптика*, 23: 44-47.
- Борисов, А.А., Когарко, С.М., Любимов, А.В., 1965а. Скольжение детонационных и ударных волн по поверхности жидкости. *Физика горения и взрыва*, 4: 31-38.
- Борисов, А.А., Когарко, С.М., Любимов, А.В., 1965b. О неустойчивости поверхности жидкости при прохождении по ней детонационных и ударных волн. *Доклады АН СССР*, 164(1): 125-127.
- Борисов, А.А., Любимов, А.В., Когарко, С.М., Козенко, В.П., 1967. О неустойчивости поверхности сыпучей среды при скольжении по ней ударных и детонационных волн. *Физика горения и взрыва*, 3(1), 149-151.
- Ганчев, Б.Г., Козлов, В.М., 1973. Исследование гравитационного течения пленки жидкости по стенкам вертикального канала большой длины. *Журн. прикл. мех. теор. физ.*, 1: 128-135.
- Гешев, П.И., 1981. Линейная модель пристенного турбулентного переноса. Препринт, 73-81. Новосибирск.
- Гогонин, И.И., 2004. Теплообмен при конденсации движущегося пара внутри вертикальных труб. *Инж.-физ. журнал*, 77(2): 167-180.
- Грузман, И.С., 2009. Быстрые проекционно-дисперсионные алгоритмы построения поля направлений. *Автометрия*, 45: 3-13.
- Дейч, М.Е., Тетера, И.П., 1980. Результаты статистического анализа волновой структуры поверхности раздела фаз в двухфазном пограничном слое. *Теплофизика высоких температур*, 18(4): 801-811.
- Демехин, Е.А., Токарев, Г.Ю., Шкадов, В.Я., 1989. Неустойчивость и нелинейные волны в вертикальной пленке жидкости, текущей в противотоке с турбулентным газовым потоком. *Теоретические основы химической технологии*, 23(1): 64-70.
- Дубков, И.А., Дубкова, Н.З., Вахитов, М.Р. (2016). Механизм срыва капель при прямоточном течении газа и пленки жидкости. *Вестник технологического университета*. 2016. Т.19, №17: 45-47.
- Захаров, М.К. (1989). Расчет высоты пленочных реакторов при нисходящем ламинарном течении пленки с учетом воздействия на нее газового потока. *Теоретические основы химической технологии*, 23(5): 591-599.
- Ильиных, А.Ю. Экспериментальные исследования гидродинамики всплеска капли. Дисс. канд. физ.-мат. наук, Москва, 2017.
- Капица, П.Л., 1948. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. I. Свободное течение. II. Течение в соприкосновении с потоком газа и теплопередача. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 18(1): 3-28.
- Капица, П.Л., Капица, С.П., 1949. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. III. Опытное изучение волнового режима течения. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 19(2): 105-120.
- Кашинский, О.Н., Курдюмов, А.С., Лобанов, П.Д., 2008. Трение на стенке при обтекании стационарного газового снаряда опускным потоком жидкости. *Теплофизика и аэромеханика*, 15(1): 93-98.
- Михалкина, Г., Николаев, Н. (2007). Закономерности дисперсно-кольцевого прямоточного течения двухфазного потока в промышленных парогенераторах. *Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики*, (9-10), 20-26.
- Николаев, Н.А., Холпанов, Л.П., Малюсов, В.А., Жаворонков Н.М., 1989. Интенсификация переноса массы в пленке жидкости,двигающейся прямоточно с высокоскоростным потоком газа или пара. *Теоретические основы химической технологии*, 23(5): 563-568.
- Попов, Д. А. (2001). Обобщенное преобразование Радона на плоскости, его обращение и условия Кавальери. *Функциональный анализ и его приложения*, 35(4), 38-53.

- Серяков, А.В., Михайлов, Ю.Е., & Шакшин, С.Л. (2016). Измерение толщины пленки конденсата рабочей жидкости с помощью емкостных датчиков в низкотемпературных тепловых трубах. *Вестник Сибирского государственного аэрокосмического университета им. академика МФ Решетнева*, 17(2).
- Терехов, В. И., Лебедев, В. П., & Шишкин, Н. Е. (2000). Массообмен при десорбции газа с поверхности жидкой пленки при наличии спутного потока. *Прикладная механика и техническая физика*, 41(4), 131-138.
- Трушляков, В. И., Куденцов, В. Ю., Буряк, А., & Матюшин, Д. Д. (2017). Влияние поверхностно-активных веществ на образование капель с поверхности пленки жидкого керосина при его испарении в баке ракеты-носителя. *Омский научный вестник. Серия «Авиационно-ракетное и энергетическое машиностроение»*, 1(2).
- Фёдоров А.В., 2004. Смесеобразование при распространении волновых процессов в газозвесах (обзор). *Физика горения и взрыва*, 40(1): 21-37.
- Холпанов, Л.П., Шкадов, В.Я., 1990. Гидродинамика и теплообмен с поверхностью раздела. М.: Наука.
- Черданцев, А.В., Исследование свойств волн возмущения и капиллярной ряби в дисперсно-кольцевом течении. Дисс. канд. физ.-мат. наук, Новосибирск, 2006.
- Чиннов, Е. А., Харламов, С. М., Назаров, А. Д., Соколов, Е. Э., Маркович, Д. М., Серов, А. Ф., & Кабов, О. А. (2008). Комплексное измерение волновых характеристик нагреваемой пленки жидкости емкостным и флуоресцентным методами. *Теплофизика высоких температур*, 46(5), 709-716.
- Чиннов Е. А., Роньшин Ф. В., Гузанов В. В., Д. М. Маркович, Кабов О. А. Двухфазное течение в горизонтальном прямоугольном микроканале // ТВТ. – 2014. – Т. 52. – №. 5. – Р. 710-717.
- Шкадов, В.Я., 1967. Волновые режимы течения слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести. *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1: 43-51.
- Шкадов, В. Я., & Демехин, Е. А. (2006). Волновые движения пленок жидкости на вертикальной поверхности (теория для истолкования экспериментов). *Успехи механики*, 4(2), 3.