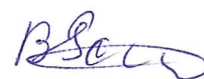


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



Рандин Вячеслав Валерьевич

**ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И ТЕПЛООБМЕН
ДВУХФАЗНЫХ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ПОТОКОВ**

01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Новосибирск, 2018

Оглавление

Введение.....	4
1. Современное состояние вопроса	11
1.1. Исследования в вертикальных каналах.....	11
1.1.1. Пузырьковые потоки.....	11
1.1.2. Снарядные потоки	24
1.2. Исследования в наклонных каналах	39
2. Методика исследований	49
2.1. Основы методики измерения трения.....	50
2.2. Методика измерения скорости жидкости и локального газосодержания.....	53
2.3. Методика измерения теплообмена	59
2.4. Методика измерения диаметра газовых пузырей.....	61
3. Опускное пузырьковое газожидкостное течение в турбулентном режиме	66
3.1. Опускное пузырьковое течение при больших числах Рейнольдса.....	67
3.1.1. Экспериментальная установка	67
3.1.2. Методика измерений.....	70
3.1.3. Погрешность измерений	72
3.1.4. Структура течения.....	73
3.1.5. Трение на стенке.....	75
3.1.6. Локальное газосодержание.....	78
3.1.7. Локальная скорость жидкости	87
3.1.8. Структура течения вблизи стенки	92
3.1.9. Пульсации скорости жидкости и трения на стенке.....	96
3.1.10. Анализ распределений скорости жидкости и локального газосодержания.....	106
3.1.11. Обсуждение результатов	110
3.2. Опускное газожидкостное течение при малых числах Рейнольдса	114
3.2.1. Экспериментальная установка	114
3.2.2. Трение на стенке.....	116
3.2.3. Локальное газосодержание и скорость жидкости	117
3.2.4. Пульсации скорости жидкости и трения на стенке.....	119
3.2.5. Пристенная область течения	125
3.2.6. Влияние диаметра пузырей на параметры течения.....	125
3.2.7. Обсуждение результатов	128
3.3. Опускное пузырьковое течение при малых расходных газосодержаниях	130
3.3.1. Экспериментальная установка	130
3.3.2. Структура течения и распределение локального газосодержания	130

3.3.3. Скорость жидкой фазы	132
3.3.4. Пульсационные характеристики течения.....	136
3.4. Выводы.....	139
4. Опускное пузырьковое течение при докритических числах Рейнольдса	141
4.1. Методика измерений.....	141
4.2. Результаты измерений	143
4.2.1. Профили скорости жидкости и локального газосодержания	146
4.2.2. Пульсации скорости жидкости	148
4.2.3. Трение на стенке.....	148
4.3. Обсуждение результатов	151
4.4. Выводы.....	153
5. Структура восходящего снарядного течения	154
5.1. Измерение трения и скорости снарядов.....	154
5.1.1. Измерительный участок и методика измерений	154
5.1.2. Результаты экспериментов	157
5.2. Измерения скорости жидкости и локального газосодержания.....	161
5.2.1. Измерительный участок и методика измерений	161
5.2.2. Результаты измерений	164
5.3. Выводы.....	170
6. Гидродинамика и теплообмен пузырькового течения в наклонном плоском канале.....	172
6.1. Экспериментальная установка и методика измерений.....	172
6.2. Результаты измерений трения и теплообмена.....	176
6.3. Измерения диаметров пузырей	182
6.4. Выводы.....	194
Заключение	195
Публикации по теме диссертации из перечня ВАК	197
Список литературы	199

Введение

Газожидкостные течения встречаются в целом ряде промышленных установок в химической и микробиологической промышленности, в энергетике, а также при совместном сборе и транспорте нефти и газа.

Как правило, такие потоки являются турбулентными со значительным межфазным взаимодействием между несущей фазой и газовыми включениями. Они могут быть осложнены полидисперсностью газовой фазы, фрагментацией, коалесценцией пузырьков и межфазным теплообменом. Корректное моделирование распределения пузырьков по участку канала или трубы имеет большое значение для безопасности работы и для прогнозирования различных сценариев, таких как аварийные ситуации в элементах энергетического оборудования. Разнообразие режимов течения существенно усложняет теоретическое предсказание гидродинамики двухфазного потока. Это требует применения многочисленных гипотез, предположений и приближений. Часто сложность структуры потока не позволяет теоретически описать его поведение, и поэтому применяются эмпирические данные.

Структура газожидкостного течения в значительной степени зависит ориентации канала и направления движения фаз. В частности, имеется большое различие между характеристиками восходящего и опускающего течения в вертикальной трубе. В пузырьковом течении одним из основных факторов, определяющих распределение фаз по сечению трубы, является боковая сила, действующая на всплывающий относительно жидкости пузырь газа. Знак этой силы противоположен для восходящего и опускающего течения. Это приводит к различному характеру распределения газовой фазы по сечению трубы. Для восходящего пузырькового потока в вертикальной трубе характерны профили газосодержания с пиками у стенки. Введение в поток газовой фазы может существенно изменить как осредненные, так и пульсационные характеристики течения. Иная картина наблюдается для опускающего пузырькового течения, где

обычно имеет место ситуация с концентрацией пузырей в центре канала. Это вызывает значительные различия в структуре потока вблизи стенки.

Пузырьковый газожидкостный поток один из тех случаев, где распределение газовой фазы не определяется только скоростью движения фаз. В двухфазных пузырьковых течениях имеется ряд проблем, по которым в настоящее время нет удовлетворительных теоретических подходов. Это касается, в частности, задачи распределения газовой фазы по сечению канала, а также влияния дисперсной фазы на турбулентность несущей фазы. В отличие от однофазного течения, на гидродинамические характеристики газожидкостного течения существенно влияют ориентация канала и направление течения.

Газожидкостное снарядное течение в трубах существует в широком диапазоне расходных скоростей жидкости и газа. Отличительной особенностью такого режима является наличие в потоке газовых снарядов, часто называемых пузырями Тейлора. Газовый снаряд занимает почти все поперечное сечение трубы. Снарядный режим течения характеризуется квазипериодическим чередованием газовых снарядов и жидких пробок. В вертикальных трубах газовые снаряды имеют скругленную носовую часть, тогда как кормовая зона практически плоская. Они разделяются жидкими пробками, газовая фаза в которых существует в виде пузырей. Структура течения в жидкой пробке существенно отличается как от однофазного течения в трубе, так и от двухфазного пузырькового течения. Жидкость, обтекающая газовый снаряд, движется в виде падающей пленки. При этом направление трения на стенке может не совпадать с направлением основного потока.

В двухфазных пузырьковых течениях имеется ряд проблем, по которым в настоящее время нет удовлетворительных теоретических подходов. Это касается, в частности, задачи распределения газовой фазы по сечению канала, а также влияния дисперсной фазы на турбулентность несущей фазы. В отличие от однофазного течения, на гидродинамические характеристики газожидкостного течения существенно влияют ориентация канала и направление течения. Многообразие режимов течения существенно усложняет теоретическое

предсказание гидродинамики двухфазного потока, требуя использования многочисленных гипотез, предположений и приближений. Нередко сложность структуры течения делает невозможным чисто теоретическое описание его поведения и требует использования эмпирических данных, поэтому экспериментальное изучение газожидкостных потоков является актуальным.

Проблема надежного проектирования оборудования ставит задачу создания методов расчета газожидкостных потоков, имеющих высокую точность и достоверность. Несмотря на большое количество работ, посвященных этому вопросу, в настоящее время не существует надежных методов расчета двухфазных течений. Существующие общепринятые полуэмпирические методы расчета двухфазных потоков являются весьма приближенными и не отражают многообразия процессов в двухфазных потоках. Появившиеся в последнее время новые методы расчета еще далеки от завершенности, поскольку они требуют обширной эмпирической информации о структуре двухфазных течений. В этих условиях решающее значение приобретает экспериментальное исследование локальной структуры газожидкостных потоков в широком диапазоне параметров и при различных режимах течения.

Целью работы является проведение комплексных экспериментальных исследований локальных средних и пульсационных характеристик газожидкостных потоков, получение детальной экспериментальной информации о структуре газожидкостных течений и теплообмене в широком диапазоне геометрических режимных параметров.

Научная новизна:

- разработана методика проведения комплексного экспериментального исследования гидродинамической структуры двухфазных газожидкостных течений в различных условиях, и детального изучения структуры пристенной области в различных режимах;
- впервые получены экспериментальные данные о гидродинамической структуре опускного пузырькового течения в развитом турбулентном режиме, включая пристенную зону течения;

- показано наличие механизмов демпфирования турбулентных пульсаций в пристенной зоне газожидкостного потока, показано существенное влияние дисперсности газовой фазы на пульсационные характеристики трения и скорости;
- впервые получены экспериментальные данные о структуре опускающего пузырькового течения при докритических числах Рейнольдса жидкой фазы, показано качественное подобие структур течения в развитом турбулентном и псевдоламинарном режимах;
- получены результаты исследования восходящего снарядного течения методом условного осреднения по ансамблю реализаций, получена осредненная структура течения в жидких пробках и в пленках жидкости вокруг газовых снарядов;
- получены новые результаты по трению и теплообмену в пузырьковом газожидкостном течении в прямоугольном канале при различных углах наклона, показано, что наиболее существенное влияние газовой фазы наблюдается при промежуточных углах наклона относительно вертикали;
- показано значительное влияние малых концентраций газовой фазы на гидродинамические характеристики и теплообмен пузырькового течения в различных условиях.

Достоверность полученных результатов основана на использовании отработанных методов измерений и строгом анализе погрешностей. Используемые методики измерений тестировались в однофазных потоках и сравнивались с известными в литературе зависимостями. Полученные экспериментальные результаты качественно совпадают с известными в литературе расчетами других авторов. Достоверность полученных результатов обусловлена также публикацией результатов исследований в жестко рецензируемых научных журналах.

Научная и практическая ценность заключается в том, что анализ экспериментальных данных позволяет создать реальную физическую картину вертикального пузырькового течения. Полученные результаты способствуют

более глубокому пониманию процессов, происходящих в опускном пузырьковом течении, и влиянию газовой фазы на турбулентную структуру потока и могут быть использованы для реализации эффективных методов управления тепломассопереносом в газожидкостных потоках. Экспериментальные данные в наклонном канале позволяют выяснить влияние силы тяжести на движение газожидкостных смесей. Анализ экспериментальных данных позволяет создать реальную физическую картину газожидкостных течений и может служить основой разработки современных термогидравлических кодов, что поможет при создании технологического оборудования.

На защиту выносятся:

1. результаты экспериментального исследования локальных средних и пульсационных характеристик опускного пузырькового потока в вертикальной трубе в турбулентном режиме течения;
2. результаты экспериментального исследования опускного пузырькового течения при докритических числах Рейнольдса в «псевдоламинарном» режиме;
3. результаты измерения локальных гидродинамических характеристик в жидких пробках и в пленках жидкости вокруг газовых снарядов в восходящем снарядном течении;
4. результаты исследования влияния диаметра пузырей и угла наклона канала на гидродинамику и теплообмен в пузырьковом течении в наклонном плоском канале.

Личный вклад автора.

Основные научные результаты, включенные в диссертацию и выносимые на защиту, получены соискателем лично. Им получены экспериментальные данные, проведен их анализ и интерпретация, оценка погрешностей измерений, сформулированы заключения, послужившие основой выводов диссертации. Постановка решаемых задач проводилась диссертантом как лично, так и совместно с д.ф.-м.н. О.Н. Кашинским. Автор принимал непосредственное участие в создании и отладке систем измерения на основе электрохимического

метода. Он разработал алгоритмы обработки данных, подготовил экспериментальные установки и измерительное оборудование, провел измерения и обработку экспериментальных данных, подготовил публикации по результатам исследований.

В целях **апробации** основные результаты диссертации докладывались на I Всесоюзной конференции "Методы диагностики двухфазных и реагирующих потоков" (Харьков 1988), на VIII Всесоюзной конференции "Двухфазный поток в энергетических машинах и аппаратах" (Ленинград 1990), на международной конференции Fluid Engineering Division Summer Meeting, Experimental and computational aspects of validation of multiphase flow CFD codes (Lake Tahoe 1993), на международной конференции Second International Conference on Multiphase Flow'95-Kyoto (Kyoto 1995), на международной конференции 6th International Frumkin Symposium "Fundamental Aspects of Electrochemistry" (Moscow 1995), на международном семинаре 4th International Workshop on Electrochemical Flow Measurements – Fundamentals and Applications (Lahnstein 1996), на международной конференции Third International Conference on Multiphase Flow (Lyon 1998), на международной конференции 13th International Congress of Chemical and Process Engineering (Praha 1998), на международной конференции International Symposium "Actual problems of physical hydrodynamics" (Novosibirsk 1999), на международной конференции International Symposium "Two-Phase Flow Modeling and Experimentation" (Pisa 1999, 2004), на международной конференции "Heat Transfer Science and Technology" (Beijing 2000), на международной конференции International Conference on Multiphase Systems "Dynamics of Multiphase Systems" (Ufa 2000), на международной конференции "Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics" (Pisa 2001), на международном семинаре EUROMECH 421 Colloquium "Strongly Coupled Dispersed Two-Phase Flows" (Grenoble 2001), на Сибирском теплофизическом семинаре (Новосибирск 2002, 2005, 2014, 2015, 2017), на Российской национальной конференции по теплообмену (Москва 2002, 2006, 2014), на международной конференции 10th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-10)

(Seoul 2003), на Минском международном форуме по тепло- и массообмену (Минск 2004, 2012, 2016), на международной конференции "Потоки и Структуры в Жидкостях" (Москва 2005), на международной конференции 6th International Symposium on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy Conversion (Xi'an 2009), на международном семинаре IV International Seminar with elements of scientific school for young scientists (ISHM-IV) "Topical issues of heat and mass transfer at phase transitions and multiphase flows in modern chemical technology and energy equipment" (Novosibirsk 2016), в качестве приглашенного доклада на международной школе 2nd International School of Young Scientists "Interfacial Phenomena and Heat Transfer" (Novosibirsk, 2017).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 18 статей в журналах из перечня ВАК.

1. Современное состояние вопроса

1.1. Исследования в вертикальных каналах

1.1.1. Пузырьковые потоки

В последние годы проводились многочисленные экспериментальные и теоретические исследования опускных пузырьковых потоков. Газожидкостное пузырьковое течение исследовалось в работах [1, 2] в трубе внутренним диаметром 42.3 мм. Локальные гидродинамические характеристики (трение на стенке, профили локального газосодержания и скорости жидкости, пульсации трения на стенке и скорости жидкости) измерялись с использованием электродиффузионного метода. В работах использовался газожидкостный смеситель специальной конструкции, позволявший изменять размер газовых пузырей без изменения расходов газа и жидкости. Особенное внимание в исследованиях уделялось измерениям вблизи стенки трубы. Отмечено увеличение трения на стенке по сравнению с однофазным потоком.

Детальные исследования опускного пузырькового течения проведены в ряде работ [3, 4, 5, 6]. В этих работах на основе имеющихся наборов данных была предложена примерная карта радиального распределения фаз. Детально рассмотрены локальные параметры течения: локальное газосодержание, площадь межфазной поверхности, скорость межфазной границы, средний диаметр Саутера. В упомянутых работах модель плотности потока дрейфа и выражение для концентрации межфазной границы для двухфазного потока сравнивались с экспериментальными данными. Обнаружено, что режимы течения спутного опускного потока сильно зависят от размера канала. В дополнение, с помощью многокомпонентного миниатюрного датчика проводимости были получены различные локальные параметры двухфазного пузырькового течения. Кроме того, полученные с помощью резистивного датчика газосодержания осредненные по площади результаты сравнивались с моделью плотности потока дрейфа. Три разных параметра распределения предложены для различных диапазонов

безразмерной приведенной скорости, определенной как отношение полной приведенной скорости к скорости дрейфа.

Среднее значение и пульсационная компонента продольной скорости жидкости были измерены с помощью лазерного Допплеровского термоанемометра в работах [7, 8]. Было обнаружено, что максимальное значение локальной скорости жидкости при низких расходах жидкости находится не на оси канала, что совпадает с наблюдениями других исследователей.

Для улучшения понимания структуры и характеристик потока в работе [8] исследовалось адиабатическое спутное вертикальное опускное пузырьковое течение. С помощью характерных сигналов резистивных датчиков газосодержания и методологии идентификации на основе нейронных сетей, позволявшей минимизировать субъективный фактор в определении режима течения, была построена карта режимов течения. Для измерения локальных параметров двухфазного потока использовался четырех электродный датчик проводимости. Датчик регистрировал параметры: газосодержание, концентрация межфазной границы, скорость пузыря и средний диаметр Саутера для пузыря.

В нескольких работах проведено численное моделирование опускного пузырькового течения. Прямое численное моделирование [9] использовалось для исследования турбулентного опускного пузырькового потока. Все масштабы течения, включая пузырьки и поток вокруг них, полностью описаны методом отслеживания фронта/конечного объема. Подъемная сила, действующая на пузыри, отводит их от стен до тех пор, пока смесь в центре канала не окажется в гидростатическом равновесии. Таким образом, поток состоит из центрального ядра, где среднее газосодержание и средняя продольная скорость приблизительно постоянны, и пристенного слоя, свободного от пузырей газа. Пульсации продольной скорости в пристенном слое уменьшаются по мере увеличения газосодержания, а ширина пристенного слоя уменьшается, но в ядре потока, насыщенном пузырями, колебания скорости выше, чем для соответствующего однофазного турбулентного потока.

В работе [10] представлено экспериментальное и численное исследование опускного газожидкостного потока в вертикальной трубе внутренним диаметром 20 мм. В экспериментах использовалась электродиффузионная методика в комбинации с методом проводимости. Показано, что по мере увеличения расхода газа на входе трубы, в пристенной зоне течения появляются локальные максимумы скорости жидкости и газосодержания, наряду с подавлением турбулентности жидкости в пристенном регионе и увеличением в ядре потока.

Работа [11] демонстрирует, как многофазные данные прямого численного моделирования (DNS) могут дать информацию для развития CFD-моделей. В частности, для оценки Рейнольдсовых напряжений и уровня анизотропной турбулентности в различных сценариях.

Способность двухжидкостной Эйлер-Эйлер многофазной CFD-модели описывать пузырьковые водо-воздушные течения исследовалась в работе [12]. Особое внимание в работе уделяется описанию многофазной турбулентности из-за ее актуальности при моделировании пузырьковых потоков в целом, включая коалесценцию и дробление пузырьков, и кипение на стенке.

В работе [13] проведен анализ имеющихся в литературе экспериментальных данных и предложено выражение для средней объемной концентрации газа. В анализе учитывался эффект неоднородности течения и профилей газосодержания, а также влияние локальной относительной скорости между фазами. Первый эффект учитывался введением параметра распределения, а второй – средневзвешенной скорости дрейфа. Результаты расчета сравнивались с экспериментальными данными, полученными в различных режимах течения двухфазного потока. Сравнение показало хорошее совпадение расчета с экспериментальными данными.

В работе [14] предложена модель расчета профиля скорости в двухфазном пузырьковом течении. В работе турбулентные пульсации пузырькового потока рассматриваются как сумма пульсаций однофазного потока жидкости и пульсаций, вносимых пузырями. Для описания турбулентных пульсаций жидкости использовалась формула Рейхарда для однофазного течения. В модели

считалось, что турбулентные пульсации, вызванные присутствием пузырей, пропорциональны размеру пузыря и скорости скольжения. Скорость скольжения считалась, как скорость всплытия пузыря в большом объеме покоящейся жидкости. Приведено уравнение, связывающее касательное напряжение в текущей радиальной позиции с градиентом скорости. Касательное напряжение оценивалось из интеграла профиля газосодержания. Решение дифференциального уравнения позволило получить профиль скорости жидкости. Сравнение с экспериментальными данными показало удовлетворительное соответствие. Далее, в работах [15, 16], данная модель получила дальнейшее развитие. В формулы для вихревой вязкости жидкости и газа была добавлена поправка ван Дриста. Значение диаметра пузыря в пристенной зоне при расстояниях менее радиуса модифицировалось для учета влияния стенки на поток. В модель были добавлены уравнения для теплового потока. Полученные с помощью данной модели профили скорости и температуры жидкости сравнивались с экспериментальными данными, полученными авторами модели и другими исследователями. Сравнение показало удовлетворительное совпадение.

В работах Serizawa и др. проведено подробное экспериментальное исследование восходящего пузырькового течения в трубе. В работе [17] рассмотрены методы измерения локальных характеристик газожидкостных потоков. Для измерения газосодержания, диаметра и скорости пузырей использовался метод проводимости. Измерения скорости жидкости и спектров пульсаций скорости проводились с использованием пленочного термоанемометра. Для измерения температуры применялись термопары. Турбулентная диффузия измерялась методом отбора проб с использованием в качестве трассеров пузырьков гелия. Результаты измерений в газожидкостном пузырьковом течении в вертикальной трубе диаметром 60 мм [18] показали, что в развитом турбулентном потоке скорости фаз имеют довольно плоский радиальный профиль. В пристенной области наблюдается максимум газосодержания. Интенсивность турбулентности сначала уменьшается с ростом газосодержания, а потом снова увеличивается при дальнейшем повышении расхода газа при

постоянной скорости жидкости. Это явление сильнее выражено для более высоких скоростей жидкости. Характеристики турбулентной диффузии пузырей и теплоты были измерены с помощью трассерной методики [19]. Результаты измерений показали, что турбулентные компоненты скорости жидкой фазы играют основную роль в турбулентном транспорте. Наблюдается систематическое повышение турбулентного переноса теплоты с ростом газосодержания и скорости жидкости. В дальнейшей работе авторов [20] обсуждался ранее отмеченный эффект [18] частичного подавления турбулентности на базе рассмотрения уравнений баланса турбулентной энергии. Был сделан вывод, что пузыри могут фрагментировать турбулентные вихри жидкости, что может приводить к диссипации турбулентной энергии.

В [21] использовались упрощенные модели турбулентности (такие как LES, напряжения Рейнольдса, k - ϵ и т.д.), которые нуждаются в информации о параметрах турбулентности. Для оценки этих параметров использовались известные в настоящее время полуэмпирические методы в использующие текущие знания о турбулентности. Набор замыкающих соотношений для гидродинамики пузырькового потока, который представляет собой наилучшие имеющиеся знания и может служить базой для дальнейших улучшений и расширений, собран в [22].

В работе [23] рассмотрены проблемы и особенности изучения двухфазных потоков с твердыми частицами, каплями и пузырями. Приведены основные характеристики двухфазных течений и методы их моделирования. Описаны результаты экспериментальных и расчетно теоретических исследований различных видов двухфазных потоков.

Модель каскадного переноса турбулентной кинетической энергии от больших к малым вихрям жидкости разработана в [24] для изотропной турбулентности в однофазном и пузырьковом потоке. Результаты модели подтверждаются экспериментальными данными других авторов, известными из литературы, для пузырей диаметром 5 мм.

В статье [25] авторы применили основные принципы формулирования уравнений сохранения к многомерной двухжидкостной двухфазной модели. Для простоты не учитывались энергетические эффекты и фазовые переходы. В формулировании уравнений сохранения были учтены известные силы и эффекты. Приведена модель для переноса импульса, ламинарных и турбулентных напряжений, а также разности давлений между фазами.

В работе [26] авторы провели экспериментальное исследование полностью развитого турбулентного пузырькового течения с помощью термоанемометра. Для выделения пузырей в сигнале термоанемометра использовался как метод вырезания по пороговому значению, так и новый алгоритм распознавания картины течения. Измерения проводились для газосодержаний менее 3% и средней скорости воды 0.2 м/с, что соответствовало числу Рейнольдса $9 \cdot 10^4$. Типичные радиусы пузырей равнялись $1 \div 2$ мм, что соответствовало $10 \div 20$ Колмогоровским масштабам. В этом режиме турбулентная энергия, производимая за счет сплывающих пузырей, меньше энергии турбулентных флуктуаций жидкости. Рассчитанные авторами функции распределения вероятности и спектры пульсаций скорости жидкости показывают качественное совпадение с результатами других численных исследований, которые известны из литературы. А именно, большая генерация турбулентной энергии на малых масштабах, чем на больших вследствие присутствия пузырей в жидкости, менее крутой наклон спектральной функции по сравнению с Колмогоровским законом $-5/3$.

Численная оценка взаимодействия одиночного пузыря с гомогенным потоком жидкости проведена в [27] путем прямого численного моделирования. Гомогенная однофазная турбулентность генерировалась путем пропускания однородного потока через решетку. Степень затухания турбулентности сравнивалась с зависимостями, полученными на основе экспериментальных данных, других авторов. Данная однофазная турбулентность затем использовалась в качестве граничного условия в численных исследованиях одиночных пузырей. Из оценки поля течения вокруг пузыря исследовалось влияние на турбулентность, наведенную пузырями, деформации пузыря,

интенсивности турбулентности и относительной скорости пузыря. Присутствие пузыря создает вихрь в следе за пузырем и в области за пузырем наблюдается повышенная турбулентность. Результаты показали, что степень увеличения турбулентности больше при увеличении относительной скорости пузыря и собственной турбулентности жидкости. При увеличении деформации формы пузыря увеличивается и амплитуда роста турбулентности за пузырем.

Исследование взаимодействия между облаком пузырей и турбулентным полем в линейном сдвиговом течении проведено в [28]. Измерены поперечные и продольные пульсации газосодержания и тензора напряжений Рейнольдса. При однородном всплытии пузырей в сдвиговом потоке было обнаружен сильный градиент профилей газосодержания, что могло бы быть объяснено кинематическими эффектами. Миграции пузырей отмечено не было. Поведение тензора напряжений Рейнольдса обнаруживает неизотропность вследствие уменьшения градиента средней скорости при повышении газосодержания. В работе предложен простой механизм, объясняющий этот факт.

В работе [29] численно исследовано трехмерное течение вокруг сферического пузыря, движущегося равномерно в линейном сдвиговом потоке. Решалась полная система уравнений Навье-Стокса. Предполагалось, что поверхность пузыря чистая и не происходит вращения пузыря. Основной задачей исследования являлось полное описание боковой силы, действующей на пузырь, и механизма, отвечающего за возникновение этой силы, в широком диапазоне чисел Рейнольдса пузыря. Показано, что распределение тангенциальной компоненты скорости на поверхности пузыря, которое играет основную роль в возникновении боковой силы, сильно зависит от эффектов вязкости. Боковая сила ведет себя по-разному при больших и малых числах Рейнольдса. При малых числах Рейнольдса боковая сила сильно зависит от числа Рейнольдса и от сдвигового напряжения. Для средних и больших чисел Рейнольдса эти зависимости значительно слабее.

Новая методика для проведения одновременных измерений скоростей фаз в двухфазном потоке представлена в работе [30]. Использовалось объединение трех методик PIV-метода с флюоресцирующими частицами, теневой фотографии и

численного разделения фаз с наложением маски. Была создана новая экспериментальная установка, позволявшая реализовать объединение этих трех методов. С помощью данной установки были получены одновременные распределения скоростей фаз с помощью одной чёрно-белой камеры. Данное экспериментальное оборудование позволило увидеть модификацию турбулентности жидкой фазы присутствием пузырей. Этот эффект называют «псевдотурбулентностью».

Метод анализа сигнала пленочного термоанемометра в развитом турбулентном пузырьковом потоке предложен в [31]. Из анализа функции распределения вероятности сигнала скорости жидкости определялся порог вырезания для уровня жидкость-газ. Далее для уточнения уровня распознавания сигнала проводился статистический анализ большого количества имеющихся данных.

В работе [32] представлены измерения двумерной турбулентности в водовоздушном двухфазном пузырьковом потоке с использованием пленочного термоанемометра с двойным датчиком. Турбулентность сильно активизируется присутствием пузырей. Экспериментальные данные подтверждают строго изотропное поведение для сильно турбулентных пузырьковых потоков. На основе измерений интенсивности турбулентности рассматривался эффект наведенных пузырями пульсаций скорости. Обнаружено повышение пульсаций пропорциональное газосодержанию в степени 0.8. Измеренные турбулентные касательные напряжения показывают максимальное значение вблизи стенки, что соответствует максимуму в распределении газосодержания. Это отражает повышенную генерацию турбулентной энергии в этой области. Предложена зависимость для вихревой вязкости, с помощью которой можно рассчитать профили скорости жидкости и турбулентных касательных напряжений. В дополнение рассчитаны турбулентные спектры мощности для осевой и поперечной компонент скорости и для касательных напряжений $u'v'$ с помощью метода быстрого преобразования Фурье. Результаты показывают увеличение высокочастотных компонент в спектре для пузырькового потока.

В статье [33] исследуется подобие пузырькового потока в барботажной колонне и вертикального восходящего пузырькового течения в трубе. В работе использовался канал внутренним диаметром 14.9 см. Измерения распределения скорости жидкости по радиусу трубы, газосодержания и скорости пузырей проводились с использованием лазерного Допплеровского анемометра для скорости жидкости и четырехточечного оптоволоконного датчика для газосодержания, размера и скорости пузырей. В барботажной колонне с приведенной скоростью жидкости равной нулю осредненное значение профиля газосодержания было равно 5.2%, а в пузырьковом потоке с приведенной скоростью 0.175 м/с среднее газосодержание равнялось 5.5%. С гидродинамической точки зрения оба этих режима очень похожи. По-видимому, что пузырьковое течение в трубе является течением в барботажной колонне с наложенным однофазным потоком. Радиальные распределения локального газосодержания подобны, а распределение скорости жидкости отличается лишь постоянным смещением, равным приведенной скорости жидкости. Это означает, что хорошо известная крупномасштабная циркуляция жидкости в барботажной колонне также присутствует в пузырьковом потоке в трубе.

В работе [34] экспериментально исследовался процесс взаимодействий пузыря, всплывающего в опускном потоке, и датчика пленочного термоанемометра с использованием высокоскоростной камеры. Значения средних скоростей жидкости были относительно малыми (от 0 до 0.15 м/с), что позволяло детально изучить процесс взаимодействия датчика с пузырем. Диаметры пузырей были 0.4÷2.8 мм, соответствующие этим диаметрам скорости пузырей относительно датчика равнялись 0.04÷0.38 м/с. Обработка видеосигнала позволила восстановить траектории, формы и ориентации пузырей во время процесса взаимодействия с датчиком. В результате обнаружено три типа взаимодействия датчика с пузырем, а именно, прокалывание, обкатывание и расщепление. Последовательности изображений сравнивались с сигналом термоанемометра. Кроме того, получена оценка времени пребывания пузыря на

датчике. Вдобавок обнаружено, что процесс взаимодействия пузыря и датчика может значительно изменять скорость пузыря.

Параметры турбулентности и газовых пузырей экспериментально исследованы в работе [35]. Для измерения параметров пузырей использовался двойной оптический датчик, турбулентность жидкой фазы измерялась пленочным термоанемометром. Измерения проводились при шести значениях приведенной скорости жидкости в диапазоне $0.2 \div 0.68$ м/с и приведенной скорости газа в диапазоне $0.005 \div 0.18$ м/с, что соответствовало осредненным по площади газосодержаниям от 1.2 до 15.4 %. При низких газосодержаниях профиль локального газосодержания демонстрирует пик в пристенной области, который меняется на пик в ядре потока при повышении газосодержания. Когда пузыри газа вводятся в поток жидкости, интенсивность турбулентных пульсаций увеличивается. Однако, при больших скоростях жидкости и газосодержаниях до 1.6% вблизи стенки наблюдается подавление турбулентных пульсаций. Построена безразмерная карта режимов существования пристенных пиков газосодержания в пузырьковых потоках.

Для одновременного измерения скоростей фаз и газосодержания в работе [36] использовался лазерный доплеровский анемометр. Измерения проводились в прямоугольной барботажной колонне при газосодержаниях до 26%. Измерены среднеквадратичные пульсации скоростей обеих фаз, а также их пространственные масштабы.

В работе [37] проведено исследование турбулентности жидкости в пузырьковом потоке жидкости с турбулентностью, сгенерированной на решетке. В измерениях использовался лазерный доплеровский измеритель скорости и термоанемометр. Обнаружено, что турбулентная кинетическая энергия сильно увеличивается с ростом газосодержания. Грубо говоря, существует два четко выраженных режима. Первый соответствует малым значениям газосодержания, когда гидродинамическое взаимодействие между пузырями пренебрежимо мало. Второй при больших газосодержаниях, для которого благодаря взаимному взаимодействию пузыри приносят большее количество турбулентной энергии в

жидкость. Тензор рейнольдсовых напряжений показывает, что квазиизотропность не изменяется. Подтверждено, что при достаточно малых газосодержаниях разность турбулентной кинетической энергии жидкости и энергии турбулентности, вызванная перемешиванием на решетке, примерно равна интенсивности «псевдотурбулентности», определенной как энергия пульсаций, вызванных движением пузырей. Спектры пульсаций скорости демонстрируют широкий диапазон высокочастотных пульсаций, связанных со следами пузырей, и классический степенной закон $5/3$ изменяется на зависимость $8/3$.

Измерения турбулентности в дисперсном пузырьковом двухфазном течении в трубе с использованием лазерного доплеровского измерителя скорости представлены в [38]. Измерения интенсивности турбулентности показали ее сильную зависимость от паросодержания в потоке. Предложена теоретическая основа для расчета уровня турбулентности в двухфазных течениях, которая может быть полезной в интерпретации экспериментальных данных.

В работе [39] проведено экспериментальное исследование восходящего двухфазного течения в канале из оргстекла внутренним диаметром 0.254 м, длиной 2.5 м с использованием оптоволоконных и резистивных датчиков. Исследовано влияние скоростей жидкости ($0 \div 0.1$ м/с) и газа ($0.001 \div 0.14$ м/с) на локальное газосодержание, размер и распределение пузырей, а также скорости жидкости и пузырей. Распределения локального газосодержания, размера и скорости всплытия пузырей уменьшаются по мере приближения к стенке, и хорошо описываются параболическими зависимостями.

Большинство исследований опускного пузырькового потока, известных в литературе, были выполнены в развитом турбулентном режиме (при сверхкритических числах Рейнольдса трубы, построенным по параметрам жидкости). В этом случае турбулентность потока представляет собой смесь собственной турбулентности жидкости и турбулентности, вызванной перемешиванием пузырьков (наведенная пузырями турбулентность). Вопрос о параметрах пузырькового течения при докритических числах Рейнольдса трубы по-прежнему открыт для опускного потока.

В работе [40] выполнены экспериментальные исследования восходящего ламинарного течения. Чтобы получить докритические числа Рейнольдса при умеренных скоростях жидкости, в качестве рабочей жидкости использовался водоглицериновый раствор. Электродиффузионным методом измерены профили локального газосодержания и скорости жидкости, а также трение на стенке. Эксперименты проведены для двух размеров пузырей. Также исследованы пульсации скорости жидкости и трения на стенке.

Восходящие спутные пузырьковые потоки в вертикальных каналах были исследованы аналитически и экспериментально в работах [41, 42]. Представлены измерения профилей газосодержания и распределения трения на стенке по углу трубы для широкого диапазона параметров течения. Аппроксимация профилей газосодержания ступенчатой функцией позволила оценить трение на стенке. Результаты модели хорошо согласуются с измерениями. Отмечено, что значение трения на стенке выше, чем трение в однофазном потоке с той же скоростью жидкости. Следовательно, основные механизмы, отвечающие за модификацию трения, описываются данной простой моделью.

Похожие эксперименты с мелкими пузырями и легкими частицами проведены в работах [43, 44]. Экспериментально исследовано распределение фаз в полностью развитом ламинарном пузырьковом течении с неоднородными размерами пузырей. Был разработан метод стереофотографии для определения положения и размера каждого пузыря в поле течения для трехмерного случая. Определены распределения газосодержания для каждой группы пузырей с примерно одинаковыми размерами. Для анализа влияний размера пузырей на поведение пузырьковых потоков были проведены измерения распределения фаз в однородных пузырьковых потоках.

Разреженные ламинарные течения полистирольные частицы-масло изучались в вертикальной трубе с использованием трехмерного метода particle image tracking (PIT) [45]. Сравнение профилей объемных фракций пузырьков и частиц показывает, что основное различие свойств двухфазного потока может быть результатом деформации пузырьков. Изучение пузырькового ламинарного

двухфазного потока в открытом капиллярном канале в условиях микрогравитации проводилось на борту ныряющей ракеты «Texus-45» [46].

Двухжидкостная модель многомерного ламинарного пузырькового двухфазного потока разработана и использована для анализа потоков в вертикальных трубах [47]. Хорошее соответствие найдено с имеющимися данными при использовании моделей для боковой и пристенной сил для дисперсной фазы.

Прямое численное моделирование используется для изучения ламинарных пузырьковых потоков в вертикальных каналах [48]. Для одинаковых размеров около сферических пузырьков результаты показывают, что в стационарном случае величина плотности пузырьков в центре канала всегда такова, что смесь находится в гидростатическом равновесии. Для восходящего потока избыточные пузырьки отталкиваются к стенкам, образуя насыщенный пузырями пристенный слой, толщиной в один диаметр пузырька. Для опускного течения пузырьки втягиваются в центр канала, что ведет к пристенному слою, свободному пузырьков, толщины, определяемой тем, насколько должна быть увеличена доля газосодержания в центре канала, чтобы достичь гидростатического равновесия. Профиль газосодержания можно представить аналитически с использованием очень простой модели, модель также дает профиль скорости для случая опускного потока. Однако для восходящего течения увеличение скорости поперек пристенного слоя должно быть получено из расчетов. Скорость скольжения пузырьков в ядре канала и пульсации скорости хорошо вычисляются по результатам для однородных потоков.

Работа [49] посвящена моделированию полидисперсных пузырьковых турбулентных течений. Целью статьи является разработка подхода к моделированию полидисперсных пузырьковых течений на основе объединения диффузионно-инерционной модели с методом дельта-аппроксимаций. Выполнена проверка моделей коагуляции и дробления пузырьков. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными показало, что разработанный

подход позволяет моделировать пузырьковые полидисперсные течения в широком диапазоне значений газосодержания.

1.1.2. Снарядные потоки

Исследованию снарядного режима течения посвящено большое количество работ. В работе [50] показано, что скорость подъема газового снаряда не зависит от его длины и может быть определена на основе известной скорости движения снаряда в покоящейся жидкости. В [51] представлена расчетная модель, позволяющая определить основные характеристики снарядного течения. Модель основана на упрощенной схеме течения. Статистические параметры восходящего снарядного течения изучались в [52]. Следует отметить, что большинство исследований было посвящено изучению характеристик газовой фазы (длины и скорости снарядов, частоты их прохождения). В то же время значительный интерес представляют характеристики жидкой фазы. Движение жидкости в снарядном течении исследовалось в [53] методом визуализации течения. В [54, 55] для этого использовался метод PIV. Во всех указанных работах практически не исследовалась пристенная зона течения.

В работе [54] методом обработки последовательных серий цифровых видеоизображений исследовано движение удлиненного (Тэйлоровского) пузыря в водо-воздушном вертикальном потоке. Для различных условий течения измерены формы снарядов и скорости движения границы жидкость-газ. Измерено изменение скорости, вызванное расширением воздуха в снаряде за счет изменения гидростатического давления. На донышке снаряда наблюдались пульсационные колебания границы. Частота и амплитуда этих колебаний исследовались, как функции длины снаряда и расхода жидкости.

В работах [56, 57, 58] для исследования напряжения трения на стенке был использован электродиффузионный метод. В [57] проводилось изучение структуры снарядного течения методом условного осреднения по длине газового снаряда и жидкой пробки, однако при этом использовались данные по средней скорости газовых снарядов (для данного режима). В ряде работ, в частности [52, 54], было показано, что имеется значительное отклонение скоростей отдельных

снарядов от среднего значения. В работе [59] проведено исследование условных профилей скорости в жидкой пробке за газовым снарядом.

В работе [60] проведены измерения скорости всплытия одиночных газовых снарядов в трубах различного диаметра, заполненных неподвижной жидкостью. Авторы проанализировали различные факторы, влияющие на скорость снаряда, гравитационную силу, внутренний диаметр трубы, физические свойства жидкости и газа (плотность, вязкость), поверхностное натяжение на межфазной границе и длину снаряда. Обнаружено, что скорость всплытия снаряда не зависит от его длины и от высоты столба жидкости над снарядом.

Теория, описывающая всплытие больших газовых пузырей в восходящем потоке жидкости в трубе, представлена в [61]. Теория основана на предположении, что движение жидкости вокруг пузыря невязкое и начальное распределение завихренности зависит от профиля скорости жидкости над снарядом. Приведены приближенные решения для ламинарных и турбулентных профилей скорости.

В работе [62] проведен анализ уравнений поля течения обеих двух фаз и скачка на межфазной границе для вывода баланса сил, действующих на пузырь Тэйлора, всплывающий в покоящейся жидкости в вертикальной трубе. Баланс сил используется при получении эмпирической корреляции для скорости всплытия Тэйлоровского пузыря. Эмпирические коэффициенты подбирались из двух предельных ситуаций: предельно высоких и предельно низких чисел Рейнольдса пузыря Тэйлора в больших трубах. Полученная корреляция выражает число Фруда как функцию числа Этвеша и отношения вязкостей. Сравнение с экспериментальными данными показывает хорошее соответствие в диапазоне чисел Рейнольдса пузыря от 0.002 до 4960.

В статье [63] представлено численное исследование одиночных Тэйлоровских пузырей в вертикальных трубах. Получена картина движения пузыря в покоящейся и движущейся жидкости. Рассчитаны форма и скорость снаряда, распределение скорости жидкости и распределение трения на стенке в сравнении с соответствующими экспериментальными данными из литературы.

Для численных исследований использовался коммерческий CFD пакет Fluent на основе метода ячеек жидкости (VOF). Обнаружено, что пузыри имеют цилиндрическое тело со сферическим носиком и пульсирующим доньшком. По мере движения снаряда вверх жидкость, обтекающая снаряд, в кольцевом зазоре на некотором расстоянии от носика снаряда начинает двигаться вниз. Позади снаряда пленка жидкости, падающая в жидкую пробку как кольцевая пристенная струя, создает в следе позади снаряда зону с сильным перемешиванием. Обнаружено, что форма снаряда зависит от вязкости жидкости и поверхностного натяжения. Степень удлиненности носика и уплощенности доньшка увеличиваются с ростом поверхностного натяжения. При высокой вязкости на доньшке снаряда наблюдаются небольшие волны. Толщина пленки вокруг снаряда уменьшается при повышении поверхностного натяжения. Степень притупления носика снаряда увеличивается при уменьшении вязкости жидкости, что приводит к увеличению толщины жидкой пленки. В широком диапазоне диаметров канала и свойств жидкости были рассчитаны скорости снарядов. Данные расчета были сравнены с экспериментальными данными, известными из литературы.

В работе [64] предложена физическая модель газожидкостного снарядного течения, которая возникла в технических системах. Модель использует статистическое осреднение системы нелинейных уравнений, включая некоторые проблемы замыкания. Движение длинных пузырей удовлетворительно описывается из анализа невязкой жидкости за исключением опускного потока, где наблюдается неустойчивое течение.

В экспериментальном исследовании коалесценции двух снарядов, всплывающих в спутном потоке жидкости, рассматриваются вертикальные трубы внутренним диаметром 22, 32 и 52 мм [65]. Рассматривались ламинарный и турбулентный режимы течения. В турбулентном режиме расстояние, при котором не происходило слияния снарядов, равнялось примерно пяти диаметрам трубы. При меньших расстояниях между снарядами происходила коалесценция. В ламинарном по жидкости режиме при соотношении скорости в пленке к скорости

в основном потоке более 25 наблюдается коалесценция между снарядами. Минимальное расстояние между снарядами, при котором отсутствует коалесценция, равняется 10 диаметрам. При отношении скоростей менее 25 расстояние между снарядами во время их движения по трубе увеличивается и коалесценции не происходит.

Экспериментальное исследование одиночного Тэйлоровского пузыря в покоящейся жидкости в вертикальном канале проведено в [66]. Проведены измерения формы носика снарядов и скорости их всплытия. Авторы провели теоретический анализ данных в предположении, что давление перед фронтом наряда совпадает с давлением в идеальном гидродинамическом потоке вокруг сферы. Считая движение потока вокруг пузыря потенциальным, авторы упростили решение, оставив только первые члены в разложении, и получили коэффициент в формуле скорости всплытия снаряда равный 0.328, что несколько ниже общепринятого в литературе (0.345).

В работе [67] обнаружено расчетное понижение скорости всплытия снаряда при увеличении коэффициента поверхностного натяжения жидкости. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показало удовлетворительное соответствие. Попытки описать форму носика снаряда показали несовершенство модели. Теоретическая форма носика совпадала с реальной до радиуса, равного половине радиуса трубы, далее наблюдалось значительное отклонение. Такое отклонение авторы объяснили несовершенством модели.

Экспериментальное исследование движения длинных пузырей в трубах проведено в [68]. Выяснено влияние вязкости и поверхностного натяжения на скорость снарядов. Предложена корреляция для скорости всплытия снарядов, описывающая весь исследованный диапазон. Кроме того, исследовано влияние угла наклона трубы на скорость снарядов.

Экспериментальное и теоретическое исследование движения снарядов в вертикальных трубах проведено в работе [69]. С помощью к-ε модели проведен расчет течения жидкости вокруг одиночного снаряда в вертикальной трубе, а

также трения на стенке при турбулентном течении жидкости. В численную схему была включена модель демпфирования турбулентности свободной поверхностью. Рассчитанные скорость всплытия и форма снаряда, а также толщина пленки и трения на стенке хорошо соответствуют экспериментальным данным. Численное моделирование также корректно описывает влияние физических свойств, таких как вязкость, поверхностное натяжение на скорость снарядов и другие характеристики течения. Результаты численного моделирования в данной работе показывают, что скорость снаряда существенно не зависит от вязкости и поверхностного натяжения.

Случай движения одиночных газовых снарядов в вязких жидкостях рассмотрен в [70]. Прямыми наблюдениями через микроскоп определены картины течения в обеих фазах, толщина пленки жидкости, окружающей снаряд, и форма дна снарядов. Получено количественное совпадение с теорией, связывающей скорость снаряда с толщиной пленки в вязком течении.

Экспериментальное и теоретическое исследование Брауна [71] рассматривает влияние вязкости жидкости на скорость всплытия снаряда. Показано, что влияние вязкости на скорость всплытия большого пузыря в покоящейся жидкости в трубе ограничивается влиянием пленки жидкости, стекающей после пузыря по стенке трубы. Экспериментально получен критерий подобия для формы пузырей в различных жидкостях, который позволяет получить корреляцию для скорости всплытия снаряда.

В статье [72] авторы провели обобщение данных по скорости всплытия длинных газовых пузырей в покоящейся жидкости в круглых трубах, известных из литературы. Собраны данные о более 200 экспериментальных работах для жидкостей с диапазоном вязкости от 1 мПа·с до 3900 мПа·с. Обобщив все данные в безразмерном виде, авторы получили зависимость безразмерной скорости всплытия (число Фруда) от числа Бонда и числа Рейнольдса плавучести. Зависимость скорости снаряда разделяется на две области (для больших и малых сил плавучести), которые соединены переходной областью. Зависимости для

разных областей отличаются по эффекту, имеющему наибольшее влияние силы всплытия снаряда (инерция, поверхностное натяжение, вязкость).

Модель для скорости всплытия длинных газовых (Тэйлоровских) пузырей в круглых трубах представлена в [73]. Снаряды рассматривались как эллипсоиды, всплывающие в безвихревой вязкой жидкости. Скорость всплытия представлена числом Фруда в зависимости от числа Рейнольдса, числа Био и отношения осей эллипсоида. Сравнение результатов модели с данными других авторов, показывает, что такая упрощенная модель формы снарядов, тем не менее, дает довольно точные результаты.

В работе [74] проведен численное моделирование скорости всплытия отдельных Тэйлоровских пузырей через вертикальную колонну покоящейся ньютоновской жидкости. Использованный CFD метод основан на модели ячеек жидкости (VOF) реализованной в коммерческом пакете FLUENT. Проведенный расчет охватывал большой диапазон диаметров колонн и вязкостей. Определены характерные гидродинамические особенности в трех основных областях: носик снаряда, жидкая пленка и след за снарядом.

Hayashi и др. [75] предложили эмпирическую корреляцию для скорости всплытия Тэйлоровского пузыря в вертикальных трубах. Модель основана на локальных уравнениях поля и условиях скачка на границе раздела. Коэффициенты определялись из предельных случаев $E_o \rightarrow \infty$, $Re_{ТВ} \rightarrow \infty$ и $E_o \rightarrow \infty$, $Re_{ТВ} \rightarrow 0$ при сравнении с экспериментальными данными. Получено хорошее соответствие с данными других исследователей.

Скорости всплытия и формы снарядов, всплывающих в вертикальных трубах в чистых и загрязненных системах, измерены в [76] с помощью высокоскоростной видеокамеры. В качестве дисперсной и несущей фазы использовались силиконовое масло и водный раствор глицерина, соответственно. В качестве ПАВ'а использовался Triton X-100. Всплывающие капли принимали формы сферы, сфероида, деформированного сфероида, когда соотношение диаметров было меньше критического значения. При превышении критического значения получалась пулеобразная форма (Тэйлоровская капля). Полученные

зависимости для скорости всплытия сравнивались с экспериментальными данными. Исследовано влияние ПАВ'а на форму и скорость всплытия Тэйлоровской капли на основе экспериментальных данных и моделирования. Авторы сделали вывод, что предложенная зависимость для скорости всплытия дает разумное соответствие с реальными значениями а также, что добавление ПАВ'а приводит к увеличению скорости всплытия удлинению формы Тэйлоровской капли.

Влияние расширения газа на скорость Тэйлоровского пузыря было экспериментально исследовано в [77]. Поле скорости перед снарядом было измерено методом PIV, скорость снарядов измерялась с помощью двух лазерных оптопар. Расширение газа в снаряде приводит к увеличению скорости всплытия и соответствующему смещению жидкости перед снарядом. Скорость снаряда увеличивается на величину, равную максимальной скорости смещения жидкости. Для исследованных режимов профиль скорости был параболическим, и увеличение скорости снаряда равнялось скорости жидкости на оси трубы. Величина увеличения скорости не зависела от длины снаряда.

В работе D. Joseph [78] для нахождения скорости всплытия снаряда как сферического чашеобразного пузыря использовалась теория вязкого потенциального течения. Используя данную теорию, автор расширил анализ [66] и включил в него влияние вязкости, поверхностного натяжения и отклонение формы носика снаряда от сферической.

Всплытие большого газового пузыря или снаряда в вертикальной трубе рассчитано в [79] с помощью теории потенциального течения. Рассмотрено влияние поверхностного натяжения на форму снаряда. Увеличение поверхностного натяжения ведет к уменьшению скорости всплытия и увеличению кривизны носика снаряда, что совпадает с экспериментальными наблюдениями. Когда поверхностное натяжение мало форма носика снаряда полусферическая. При увеличении поверхностного натяжения увеличивается кривизна носика снаряда.

Течение в области носика снаряда и в пленке вокруг одиночных снарядов, всплывающих в покоящейся жидкости в вертикальной колонне с жидкостью, исследовано одновременно методом PIV и методом импульсной теневой фотографии [80]. Комбинированная методика позволила одновременно определить и форму пузыря, и профиль скорости в жидкой пленке. Измерения проводились в водоглицериновом растворе в широком диапазоне вязкостей от $1 \cdot 10^{-3}$ Па·с до 1.5 Па·с в пластиковой трубе внутренним диаметром 35 мм. Измерены расстояния перед носиком снаряда, на котором жидкость начинает чувствовать возмущение от движущегося снаряда. Профили скорости показывают, что после прохождения носика снаряда жидкость начинает ускоряться вниз и на некотором расстоянии от носика профиль скорости и толщина пленки стабилизируются. Жидкая пленка приобретает характеристики свободно падающей пленки. Получены профили скорости в полностью развитом течении жидкой пленки. Определено критическое число Рейнольдса в жидкой пленке для ламинарно-турбулентного перехода, равное 80. Представлены измеренные значения трения на стенке.

Движение одиночного снаряда, движущегося в прозрачной трубе, экспериментально исследовалось [81] в покоящейся жидкости, а также в восходящем и опускном потоке жидкости. Основным методом исследования движения снарядов служила цифровая обработка серий видеоизображений. К тому же, распределение скорости жидкости перед носиком снаряда и в жидкой пробке измерялось методом PIV. Предположение, что скорость снаряда связана с максимальной скоростью жидкости перед снарядом, подтверждено прямыми измерениями профиля скорости жидкости. Из измерений профилей скорости жидкости при различных режимах течения на различных расстояниях от входа трубы получена длина участка установления течения. Авторы отметили, что длина начального участка в развитом снарядном течении часто больше длины жидкой пробки. Влияние всплывающего снаряда на поле скорости жидкости перед ним ограничено расстоянием порядка диаметра трубы. В экспериментах перед носиком снаряда была зафиксирована отрицательная скорость жидкости.

Позиция начала возвратного течения зависит от расхода жидкости. Локальная скорость жидкости в жидкой пленке измерена методом PTV. Обнаружено, что измеренные профили скорости практически плоские.

Результаты интенсивной исследовательской программы по изучению статистики и гидродинамики снарядных потоков представлены в [82]. Выполнено детальное статистическое исследование численных параметров, описывающих снарядные течения для двух диаметров труб. Проведены эксперименты с отдельными пузырями, всплывающими в покоящейся или движущейся жидкости. Движение газового снаряда в непрерывном снарядном течении определяется полем скорости перед ним. Для конкретных параметров потока поле скорости, в основном, определяется движением предыдущего снаряда.

В работе [83] представлено экспериментальное исследование поля скорости вокруг Тэйлоровского пузыря, всплывающего в вертикальной трубе, заполненной покоящейся жидкостью. Число Рейнольдса, построенное по скорости снаряда и диаметру трубы, равнялось 4350. Поле скорости вокруг пузыря измерялось методом PIV. Среднее поле скорости перед снарядом, в жидкой пленке и в следе за снарядом рассчитывалось из осреднения мгновенных полей скорости, измеренных вокруг 100 разных снарядов. Средняя скорость равна нулю на расстоянии 0.5 диаметра перед снарядом и 12 диаметров за снарядом. Однако заметные пульсации скорости могли наблюдаться до расстояний 59 диаметров за снарядом. Эти остаточные пульсации могут влиять на форму и скорость последующего снаряда.

Движение больших пузырей в трубах исследовалось численно в работе [84] с помощью двумерной конечноразностной схемы. Было продемонстрировано, что численная модель хорошо описывает всплытие Тэйлоровского пузыря в широком диапазоне параметров. Рассчитанные средняя скорость в пленке жидкости и толщина пленки сравнивались с экспериментальными данными. Из анализа поведения Тэйлоровского пузыря авторы сделали выводы: закругленный передний фронт снаряда существует для всех исследованных режимов, равновесная толщина пленки достигается для режимов безразмерной обратной

вязкости менее 100, при числах Фруда более 0.3 наблюдается плоское доньшко снаряда, при некоторых условиях в хвосте снаряда существует циркуляционный вихрь.

Оптическое исследование следа за снарядами, всплывающими в трубах диаметром 19 и 52 мм, представлено в [85]. Получена зависимость картины течения в следе за снарядом от числа Рейнольдса снаряда и длины снаряда. Диапазон чисел Рейнольдса в данном исследовании был от 25 до $1.3 \cdot 10^4$. При малых числах Рейнольдса след за снарядом был ламинарным, осесимметричным и величины длины следа и объема следа нельзя было заметить на фотографиях, что коррелировало с анализом других параметров системы.

В работе [86] представлены экспериментальные данные по толщине жидкой пленки, падающей вокруг Тэйлоровского пузыря, когда поверхностным натяжением на границе жидкость-газ можно пренебречь. Авторы обнаружили, что безразмерная толщина жидкой пленки (отношение толщины пленки к радиусу трубы) является функцией только одного безразмерного параметра $N_f = \rho \sqrt{gD^3} / \mu$, где ρ - плотность жидкости, g - ускорение свободного падения, D - диаметр трубы, μ - динамическая вязкость жидкости. Для $N_f \leq 10$ безразмерная толщина пленки не зависит от N_f и равна примерно 0.33. В интервале $10 \leq N_f \leq 10^4$ толщина пленки уменьшается с ростом N_f . Для $N_f \geq 104$ толщина пленки опять не зависит от N_f и равна 0.08. Из анализа существующих моделей для падающей пленки по плоской поверхности и вокруг Тэйлоровского пузыря авторы разработали модель для толщины пленки, включающую в себя вязкий, инерционный и турбулентный режимы течения. На основе экспериментальных данных авторы предложили эмпирическую зависимость для толщины пленки в широком диапазоне параметров ($10^{-1} \leq N_f \leq 10^5$). Кроме того авторы рассмотрели случай, когда нельзя пренебречь поверхностным натяжением на границе жидкость-газ, и пришли к выводу, что при увеличении поверхностного натяжения толщина пленки уменьшается.

Исследование характеристик жидкой пленки в тринадцати различных жидкостях проведено в [87] для плоской пластины в вертикальной колонне. Осредненное значение толщины пленки на ребристой поверхности меньше, чем значение на гладкой поверхности. Данные по толщине пленки говорят о том, что режимом течения является режим падающей пленки. Во всех рассмотренных случаях теория Капицы лучше описывает экспериментальные результаты, чем теория Нуссельта. С другой стороны, обе эти теории не соответствуют универсальному закону распределения скоростей. Оценка толщины пленки жидкости, полученная из универсального распределения скорости, плохо соответствует экспериментальным результатам. Систематическое отклонение от экспериментальных данных говорит о том, что модель нужно модифицировать.

В работе [88] исследован набор газовых снарядов одинакового размера, инжесктированных в колонны с водой диаметром 19 и 52 мм, соответственно. Измерялась дисперсия частиц-трассеров, изначально содержащихся в нижней части колонны. Предложена простая физическая модель, основанная на предположении, что дисперсия происходит, в основном, за счет влияния следа за снарядами. Модель хорошо соответствует экспериментальным данным. Также представлена в работе альтернативная модель дисперсии, основанная на одномерной модели молекулярной диффузии. Проведены эксперименты для различных значений числа снарядов, объема и частоты следования снарядов.

Одновременное использование PIV-метода и метода импульсной теневой съемки с использованием черно-белой камеры применялось для исследования снарядного течения [89]. Данная методика использовалась для исследования картины течения вокруг отдельного Тэйлоровского пузыря, всплывающего в водном растворе глицерина с динамической вязкостью $113 \cdot 10^{-3}$ Па·с. Сравнение экспериментальных результатов с моделью падающей пленки жидкости дало хорошее соответствие. След за всплывающим снарядом ясно виден, четко видна рециркуляционная зона за снарядом.

PIV-метод измерения поля скорости в следе за удлинненным пузырем Тэйлора выполнен для исследования снарядного потока при различных значениях

числа Рейнольдса в трубах разного диаметра [90]. Эксперименты проведены в ламинарном и турбулентном режиме течения. Отмечено, что течение за снарядом характеризуется переходом между разными картинами течения. Начиная от усложненной версии пристенной циркулярной струи сразу за доньшком снаряда постепенно приближаясь к развитому течению в трубе (ламинарному либо турбулентному) вдали от снаряда. Различные масштабы длин и скоростей применимы к различным областям в следе за снарядом. Среднее течение около доньшка снаряда характеризуется тороидальным вихревым кольцом. В непосредственной близости от доньшка снаряда профиль средней скорости жидкости плоский в центральной части трубы. Вихревое кольцо дает большие значения скорости на оси трубы. Максимальное значение достигается на расстоянии порядка диаметра трубы от доньшка снаряда. Профиль средней скорости жидкости становится близким к турбулентному однофазному на расстоянии $20\div 30$ диаметров трубы. Пульсации скорости жидкости вблизи доньшка снаряда максимальны, но постепенно по мере удаления от снаряда принимают однофазное значение.

В работе [91] измерялась скорость движения вытянутых пузырей в непрерывном снарядном потоке при различных расходах, углах наклона и диаметрах труб. Измерения проводились при помощи вычисления кросс корреляции выходных сигналов двух последовательно расположенных оптоволоконных датчиков и последующей обработкой изображений. Кроме того, с помощью данной методики измерялась скорость движения снаряда в покоящейся жидкости. Во всех случаях измеренные скорости одиночных снарядов довольно хорошо совпадали с расчетными значениями, тогда как скорости в непрерывном снарядном потоке в некоторых случаях были выше расчетных. Причиной данного расхождения могло быть присутствие мелкодисперсных пузырей в области жидкой пробки. Предложена упрощенная модель для вычисления скорости движения снарядов в непрерывном снарядном потоке. Результаты данной модели хорошо совпадают с измерениями.

В [92] представлено экспериментальное исследование движения одиночных Тэйлоровских пузырей в вертикальном спутном потоке жидкости. Измерены скорости индивидуальных снарядов, всплывающих в спутном потоке различных жидкостей (кинематической вязкостью от 10^{-6} до $5.7 \cdot 10^{-6}$ м²/с) в акриловых колоннах внутренним диаметром 22, 32 и 52 мм в широком диапазоне чисел Рейнольдса с использованием двух экспериментальных не возмущающих поток методик. Условие эксперимента соответствовало инерционному режиму течения. Полученные экспериментальные данные показали, что скорость снаряда изменяется даже тогда, когда течение перед носиком снаряда является ламинарным, т.е. при числах Рейнольдса жидкости много меньше 2100. Проведенные дополнительные эксперименты с использованием PIV-метода измерения показали существование перед носиком снаряда развитого ламинарного течения. На основании анализа данных получены безразмерные параметры и эмпирическая корреляция для скорости снарядов в широком диапазоне режимных параметров.

Влияние спутного потока на всплывающий снаряд численно исследовалось в работе [93]. Использовалась методика отслеживания фронта снаряда совместно с конечно-разностной схемой. Рассмотрены случаи восходящего и опускного течения. Обнаружено, что в спутном восходящем потоке снаряды стремятся удлиниться, тогда как в опускном течении – укоротиться. Для малых значений вязкости в восходящем течении след за снарядом удлиняется и осциллирует. В опускном потоке след становится короче и даже изменяет вогнутость на доньшке снаряда на округлую форму. В восходящем потоке в следе за снарядом появляется отрыв течения, в опускном отрыв подавляется. Скорость снаряда, всплывающего в движущемся потоке, равна линейной комбинации средней скорости потока и скорости всплытия в неподвижной жидкости с коэффициентом примерно равным 2, что согласуется с литературными данными. Длина следа за снарядом линейно пропорциональна отношению скорости потока к скорости всплытия снаряда в неподвижной жидкости.

В статье [94] определена кинетика Тэйлоровского пузыря и его всплытия за серией других пузырей в газожидкостном снарядном течении. Скорость всплытия снаряда выражена как длина жидкой пробки перед ним. С использованием этой информации методом конечных разностей рассчитана картина движения снарядов, которые изначально вводятся в трубу через регулярные интервалы. Рассчитаны плотность потока и перепад давления развивающегося течения. Показано, что распределение плотности на входном участке является функцией расходов обеих фаз, расстояния от входа и начальным размерам пузыря. Рассчитанная таким образом плотность сравнивалась с измеренным значением и данными других исследователей. Сравнение показало удовлетворительное совпадение.

Работа [95] описывает экспериментальное исследование коалесценции пары газовых снарядов, всплывающих в вертикальной трубе, в широком диапазоне вязкости жидкости. Эксперименты проводились в трубах внутренним диаметром 19, 22 и 52 мм. Измерения проводились с использованием дифференциальных датчиков давления. Определена минимальная длина между снарядами, после которой коалесценции уже не происходит. Эта длина зависит от характера течения в следе за предыдущим газовым снарядом. Во всех случаях данная длина порядка четырех длин следа за снарядом.

Физическая модель для расчета минимальной стабильной длины снаряда в вертикальных и горизонтальных снарядных потоках представлена в [96]. Модель основана на концепции релаксации пограничного слоя на фронте снаряда и его восстановлении на дне снаряда. Минимальная стабильная длина снаряда это длина, необходимая для установления полностью развитого профиля скорости в жидкой пробке позади снаряда. Геометрия экспериментальной установки (способы ввода в поток жидкости и газа) вероятно, может влиять на процесс стабилизации течения и длину начального участка. Однако, вдали от входа, на участке полностью развитого течения модель дает среднюю длину снарядов с разумной точностью в широком диапазоне чисел Рейнольдса для вертикальных и горизонтальных потоков.

Измерения силы сопротивления на стационарной твердой модели Тэйлоровского пузыря в опускном потоке жидкости в вертикальной трубе проведены в работе [97]. Для изучения механизмов, отвечающих за ускорение Тэйлоровского пузыря в следе предыдущего в газожидкостном снарядном потоке, в работе разработана одномерная модель течения. Определены изменения силы сопротивления и боковое смещение твердой модели Тэйлоровского пузыря в системах с одним и двумя пузырями. Эксперименты с одним пулеобразным пузырем длиной 7.5 и 15 см с осесимметричным и деформированным носиком показали значительное уменьшение силы сопротивления при смещении Тэйлоровского пузыря от оси трубы для всех исследованных пузырей. Для пузырей с деформированным носиком измеренная сила сопротивления оказалась значительно меньше, чем у осесимметричных пузырей для всех боковых позиций пузырей. В системах с двумя пузырями измеренная сила сопротивления у пузыря, следующего в хвосте, значительно увеличивалась в центре трубы с одновременным увеличением дистанции между пузырями до двух диаметров трубы, тогда как вне этой области сила сопротивления оставалась примерно постоянной. На основе полученных результатов ускорение Тэйлоровского пузыря, следующего в хвосте у предыдущего, в газожидкостном снарядном потоке можно приписать влиянию уменьшения силы сопротивления за счет изменения формы носика пузыря и бокового смещения пузыря от оси трубы.

Детальное численное исследование взаимодействия между двумя Тэйлоровскими пузырями, всплывающими в вертикальной колонне в покоящейся ньютоновской жидкости, представлено в работе [98]. Использованный CFD-метод на основе методики ячеек жидкости (VOF) реализован в коммерческом пакете ANSYS FLUENT. Моделирование течения проведено в широком диапазоне параметров в ламинарном режиме. Отмечено изменение формы межфазной границы пузыря и гидродинамических характеристик в пленке, обтекающей пузырь, и в следе за пузырем по мере уменьшения дистанции между пузырями. Представлены численные данные для отношения скорости между хвостовым и

лидирующим пузырем. Выделены области ускорения и торможения в движении хвостового пузыря.

В работе [99] проведено экспериментальное исследование газожидкостного вертикального снарядного потока оптическими методами, не возмущающими течение. Картина течения в следе за снарядом и в пробке жидкости между снарядами была турбулентной. Предложена корреляция для взаимодействия между снарядами, которая связывает скорость последующего снаряда с длиной жидкой пробки перед ним. Предложенная корреляция не зависит от диаметра канала, вертикальной координаты, приведенных скоростей жидкости и газа, а также от скорости и длины предыдущего снаряда. Сравнение теоретических результатов и экспериментальных данных показывает хорошее соответствие для скорости снарядов в колонне диаметров 0.032 м.

Из записей временных сигналов газосодержания в работе [100] были получены характеристики снарядного потока: среднее газосодержание, длина жидкой пробки и газового снаряда, частота следования снарядов. Средние значения газосодержания были измерены в девяти позициях 6 метровой трубы внутренним диаметром 34 мм с использованием датчиков проводимости. Анализ записей с датчиков проводимости показал, что начиная с расстояния 95 диаметров трубы, смеситель практически не оказывает влияния на картину течения. Обнаружено, что скорость снарядов можно удовлетворительно описать с помощью моделей, имеющих в литературе. В данной работе для оценки газосодержания в жидких пробках использовалась модель Brauner и Ullmann. Показано, что полный перепад давления уменьшается с ростом приведенной скорости газа.

1.2. Исследования в наклонных каналах

Большинство исследований пузырьковых восходящих и опускных потоков, включая теплообмен между фазами, касаются вертикальных труб и каналов. В этом случае распределение газовой фазы по поперечному сечению канала определяется главным образом силой Саффмана, действующей на всплывающие

пузырьки, в случае градиента скорости [101]. Меньшее внимание уделялось пузырьковым газожидкостным потокам в наклонных каналах, несмотря на то, что в этом случае ориентация канала может иметь большое влияние на характеристики течения.

В работе Varnea и др. [102] представлены экспериментальные данные для восходящего течения в трубе при углах наклона $0\div 90^\circ$. В работе продемонстрировано, что небольшое отклонение от горизонтали сильно влияет на структуру течения. Измерения проведены для углов наклона θ от 0 до 90° в трубах внутренним диаметром 25 и 51 мм. Построены карты режимов течения. Представленная ранее в работах этих же авторов математическая модель для вертикальной и горизонтальной ориентации канала в данной работе расширена на весь диапазон углов наклона канала.

В статье [103] проведено экспериментальное исследование массообмена от стенки к газожидкостному потоку в наклонном плоском канале. Измерения выполнены электродиффузионным методом. Показано, что максимальные значения массообмена соответствуют промежуточным углам наклона канала. Изучено влияние структуры газовой фазы на массообмен. Отмечено, что максимальное значение коэффициента массообмена достигается при углах наклона канала $30\div 50^\circ$ относительно вертикали. Существенным параметром, влияющим на интенсивность массообмена при неизменных расходах жидкости и газа, является размер пузырей газа – с уменьшением размера пузырей массообмен возрастает. Массообмен резко увеличивается даже при малых значениях объемного расходного газосодержания менее 5%. Затем при дальнейшем увеличении газосодержания наблюдается монотонный рост массообмена. Было показано, что абсолютная величина массообмена медленно увеличивается с ростом скорости жидкости. Степень влияния пузырей на массообмен выше при малых скоростях жидкости.

Результаты измерений профилей скорости жидкости и локального газосодержания в развитом восходящем пузырьковом потоке в прямоугольных каналах представлены в [104]. Углы наклона канала были $0\div 30^\circ$ от вертикали.

Показано, что около верхней стенки канала профили скорости жидкости искажены присутствием пузырей. Авторы сделали вывод, что пузырьковый слой около этой стенки может уменьшать среднее трение на этой стенке. В продолжении данной работы [105] описываются измерения профилей скорости жидкости и локального газосодержания в газожидкостном течении в наклонном плоском канале при углах наклона до 30° от вертикали. Авторы также провели расчеты профилей скорости жидкости и локального газосодержания используя Эйлеровский метод, метод ячеек жидкости и гомогенную модель. Расчеты удовлетворительно совпадают с экспериментом при малых углах наклона. Для углов $\theta > 10^\circ$ наблюдается отклонение от экспериментальных данных.

В работе [106] представлены результаты исследования пузырькового газожидкостного течения в наклонном прямоугольном канале. Угол наклона канала изменялся от вертикального положения до горизонтального. С помощью электродиффузионного метода измерены профили скорости, локального газосодержания и напряжение трения на стенке. Установлено сильное влияние наклона канала на параметры потока. Максимальные касательное напряжение на стенке и деформация профиля скорости жидкости наблюдались в диапазоне углов наклона канала $30\div 50^\circ$ от вертикали. Проведен расчет профилей скорости жидкости, который базировался на работе Sato и др. [15]. Модель модифицирована для случая наклонного канала. Для расчета профилей скорости жидкости использовались экспериментальные распределения локального газосодержания. В модели учитывается также возмущение, вносимое пузырями в горизонтальный поток. Получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных профилей.

В работе [107] выполнено экспериментальное исследование в вертикальных и наклонных трубах внутренним диаметром 50 мм с использованием оптических волоконных датчиков. Были измерены локальное газосодержание, диаметр пузырей и концентрация межфазной границы для углов наклона трубы $\theta = 5, 15$ и 30° от вертикали. Было показано, что при низких приведенных скоростях жидкости область повышенного газосодержания сдвигается из центральной части

трубы к верхней части. Этот эффект усиливается при увеличении угла наклона. Пик газосодержания около нижней части трубы при увеличении угла наклона уменьшается и в конце полностью исчезает. Средний диаметр Саутера уменьшается по направлению к верхней части трубы с ростом угла наклона. Максимальное значение трения на стенке и деформации профиля скорости наблюдаются при $\theta=50^\circ$.

Пузырьковые потоки в наклонных каналах без теплообмена исследованы довольно хорошо, меньше внимания уделено потокам с теплообменом. Газожидкостные течения с теплообменом между стенкой и двухфазным потоком часто встречаются в практических ситуациях. Исследования теплообмена в следе за пузырьком проведены в работе [108]. Измерялось распределение температуры во времени в следе за всплывающим вдоль равномерно обогреваемой верхней стенки пузырьком в наклонном канале. В качестве нагревателя использовалась тонкая фольга. Измерения проводились с помощью двух камер. Одна камера записывала цветное изображение жидкокристаллического слоя, нанесенного на верхнюю (сухую) поверхность нагревателя, вторая – одновременно снизу записывала положение, размер и форму пузыря. Затем температурный отклик нагревателя можно было напрямую связать с прохождением пузыря. Теплообмен в следе за всплывающим пузырьком более эффективный по сравнению с естественной конвекцией на нагревателе до прохождения пузыря. Показано, что величина коэффициента теплообмена уменьшается с ростом диаметра пузырей.

В [109, 110] представлены результаты экспериментального исследования теплообмена и трения на стенке в восходящем пузырьковом течении в наклонном плоском канале. Измерения проведены для диапазона приведенных скоростей жидкости $0.3 \div 1.1$ м/с и объемных расходных газосодержаний $0 \div 10\%$. Гидродинамические характеристики течения исследовались электродиффузионным методом с использованием миниатюрных датчиков трения. Исследования теплообмена проводились с помощью миниатюрных платиновых термосопротивлений. Величины трения на стенке и теплоотдачи от стенки были определены для различных углов наклона канала. В пузырьковом

газожидкостном течении отмечена зависимость трения на стенке и теплообмена от угла наклона канала. Показано, что добавление пузырей в поток жидкости приводит к значительному увеличению коэффициента теплоотдачи (более чем в два раза по сравнению с однофазным потоком). С увеличением числа Рейнольдса наблюдалось уменьшение степени влияния газовой фазы на теплоотдачу от стенки.

Влияние пузырей и угла наклона канала на течение и теплообмен исследовалось с помощью прямого численного моделирования (DNS) в пузырьковом течении в наклонном плоском канале при постоянном значении теплового потока на стенке [111]. Ранее при моделировании таких течений было отмечено, что присутствие пузырей увеличивает число Нуссельта по сравнению с однофазным потоком. Рассматривались пузыри, близкие к сферическим, с газосодержанием 3%. Было продемонстрировано, что в наклонном канале пузыри собираются у верхней стенки канала. Результаты показали, что теплообмен от верхней стенки к жидкости выше при углах наклона $30\div 60^\circ$ от горизонтали, чем в вертикальном или горизонтальном канале.

Движение длинных воздушных пузырей относительно постоянного потока жидкости в наклонных трубах было экспериментально исследовано в [112]. Было изготовлено специальное оборудование, основанное на разнице коэффициентов отражения инфракрасного света жидкостью и газом. Данное оборудование использовалось для измерения скорости движения снарядов. Были проведены эксперименты при разных углах наклона канала для различных чисел Рейнольдса и Фруда жидкости и для труб различного диаметра. Для данного потока была разработана теоретическая модель, сравнение которой с экспериментальными данными дало хорошее соответствие.

В работе [113] измерялось распределение фаз в поперечном сечении трубы внутренним диаметром 54 мм длиной 10 м в наклонном газожидкостном снарядном потоке. Получены данные для широкого диапазона режимных параметров и углов наклона от слабо горизонтальных до вертикальных. Обработка сигналов сеточных датчиков проводимости позволила получить

трехмерное распределение газосодержания в жидких пробках. Эти результаты дали дополнительную информацию о гидродинамике снарядного течения, в частности, о формировании и распределении пузырей в жидких пробках. Полученные экспериментальные результаты показывают хорошее совпадение с существующими расчетными моделями.

Экспериментальное исследование различных режимов течения восходящего газожидкостного потока в наклонной трубе проведено в работе [114]. Массовые расходы газа и жидкости изменялись в диапазонах $0.001 \div 0.2$ кг/мин. и $1 \div 10$ кг/мин. соответственно. В дополнение к визуализации течения проведены измерения газосодержания, перепада давления и коэффициента теплоотдачи в зависимости от расходов фаз и углов наклона трубы. Результаты экспериментов показали, что увеличение угла наклона трубы от горизонтали при малых расходах газа и жидкости существенно влияет на газосодержание, перепад давления и коэффициент теплоотдачи. С увеличением расходов газа и жидкости влияние угла наклона на характеристики потока становится менее заметным. Подобные исследования проведены в опускном газожидкостном течении в наклонной трубе [115]. Зависимость газосодержания и коэффициента теплообмена от угла наклона трубы носит нелинейный характер. Угол наклона трубы оказывает значительное влияние на смену режима течения от стратифицированного на снарядный или перемежающийся.

В работе [116] исследована картина течения и скорость газа в наклонных трубах малых диаметров $2 \div 8$ мм. Экспериментальные наблюдения показали, что характерной картиной течения является движение газовых снарядов при отсутствии мелких пузырей в жидких пробках для значений приведенной скорости жидкости $0.168 \div 0.672$ м/с и приведенной скорости газа $0.04 \div 0.32$ м/с. Форма газового снаряда зависит от диаметра трубы, расхода и угла наклона. Длина снаряда увеличивается с ростом приведенной скорости газа. В наклонной трубе длина снаряда больше, чем в вертикальной или горизонтальной. Также в наклонной трубе скорость снаряда выше.

В работе [117] проведено экспериментальное и численное исследование влияния наклона канала на изменение напряжения трения на стенке и теплообмен в двухфазном пузырьковом течении в прямоугольном канале. Трение на стенке измерялось электродиффузионным методом, а ее температура миниатюрными платиновыми термосопротивлениями. В модели используется система RANS уравнений, записанная с учетом обратного влияния пузырьков на характеристики течения. Турбулентность жидкости рассчитывалась по модели переноса компонент тензора напряжений Рейнольдса. Показано, что в газожидкостном течении угол наклона канала по отношению к горизонту оказывает существенное влияние на трение и теплообмен. Наибольшие значения трения и теплообмена соответствуют углам наклона канала в диапазоне углов $30 \div 50^\circ$. Интенсификация касательного напряжения на стенке в наклонном двухфазном пузырьковом течении достигает 30%, а теплообмена – до 15%. Также отмечается подавление трения и теплопереноса до 10% и 25% соответственно при углах наклона близких к горизонтальному течению. Получены распределения по длине трубы размеров газовых пузырьков при различных режимных параметрах двухфазного течения.

Экспериментальное исследование поведения двухфазного потока в трубе диаметров 8 мм длиной 2 м различной ориентации представлено в [118]. В качестве рабочей среды использовалась водо-воздушная смесь. Приведенная скорость жидкости изменялась в пределах $0.06 \div 1$ м/с, газа – $0.06 \div 15$ м/с. Для исследования влияния гравитации на поведение двухфазного течения углы наклона трубы равнялись 0, 30, 45, 60 и 90° . Представлено исследование влияния ориентации канала и расходов газа и жидкости на картину двухфазного течения, газосодержание и скорость всплытия газовых включений. Режимы течения определялись с использованием скоростной видео съемки и соответствующего анализа полученных изображений. Результаты показали, что в горизонтальном канале наблюдается расслоенное течение, которое отсутствует в наклонном канале. При одинаковых расходах жидкости и газа с увеличением угла наклона канала турбулентность преобладает над гравитацией, что ведет к появлению вспененного течения. Полученные из экспериментов карты режимов течения

находятся в хорошем соответствии с известными из литературы. Также проведено измерение газосодержания и сравнение с расчетами по известным моделям.

В работе [119] проведено экспериментальное исследование скорости свободно всплывающего газового снаряда в наклонных трубах различных диаметров. Обнаружен немонотонный характер зависимости скорости снаряда от угла наклона. Показано, что при всех углах наклона трубы верхняя часть снаряда всегда скругленная. Скорость снаряда определяется только формой его головной части, а именно кривизной в окрестности ее критической точки. Предложена простая формула для расчета скорости снаряда, включающая в себя величину кривизны в окрестности критической точки.

Работе [120] результаты экспериментального исследования спутного опускного газожидкостного течения в наклонных трубах. Определен необходимый для уноса газа расход жидкости в зависимости от расхода газа, диаметра и угла наклона трубы. Экспериментальные данные охватывают четыре режима течения: расслоенный поток, пробукливание, пробковый режим и пузырьковое течение. Предложена численная модель для расчета расхода газа.

Форма удлиненных газовых пузырей в наклонном восходящем снарядном газожидкостном потоке исследована экспериментально в работе [121]. Проведены измерения распределения фаз по поперечному сечению трубы с использованием сеточного датчика проводимости. Для различных углов наклона трубы в широком диапазоне расходов газа и жидкости определены осредненные по ансамблю формы снарядов. Носик снаряда можно представить в виде кольцевой области, где жидкость присутствует поверх газа. Исследовано влияние расходов жидкости и газа при разных углах наклона трубы на форму снаряда (фронт и хвост). Для определения формы снаряда предложена упрощенная теоретическая модель. Результаты модели хорошо совпадают с экспериментом.

Всплытие одиночных снарядов в наклонных прямоугольных каналах исследовалось экспериментально в работе [122]. Для измерения трения на стенке по мере прохождения снаряда использовались двухсегментные электродиффузионные датчики. Это дало возможность определить возвратное

течение в жидкой пленке, появление волн и пристенных пульсаций в хвосте снаряда. Из оптических измерений с помощью высокоскоростной камеры получены формы и скорости всплывания снарядов. Эксперименты проводились для каналов разной толщины (1.5, 4, и 8 мм), углов наклона канала от 5 до 90°, объемов газа от 1 до 80 мл и скоростей жидкости от 0 до 0.2 м/с. При вертикальной ориентации канала величина трения на стенке при прохождении снаряда, главным образом, зависела от глубины канала. Форма фронта снаряда не изменялась с ростом его размера. В наклонном канале жидкая пленка неравномерно распределена снизу и сверху снаряда. Максимальное обратное течение наблюдалось при средних углах наклона. Течение жидкости вызывает утолщение пленки вокруг снаряда и слегка отталкивает снаряд к центру канала.

Параметры снарядного течения в узком прямоугольном канале сечением 3.25x43 мм измерены для различных расходов и углов наклона канала в работе [123]. Измерения выполнены с помощью высокоскоростной камеры. Обнаружено, что длина снаряда растет с увеличением расхода газа и угла наклона канала, и уменьшается с ростом расхода жидкости. Наклон канала, расходы жидкости и газа оказывают значительное влияние на толщину и скорость жидкой пленки у доньшка снаряда. При малых приведенных скоростях смеси скорость снаряда увеличивается с увеличением угла наклона и достигает максимального значения при углах около 30°. При большой скорости смеси влияние угла наклона уменьшается.

В работе [124] проведено визуальное исследование наклонного газожидкостного восходящего снарядного потока в узком прямоугольном канале сечением 43x3.25 мм. Значения скорости снаряда и газосодержания получались из обработки изображений скоростной камеры. Эксперименты проводились для углов наклона канала 0, 10, 20, и 30° от вертикали. Приведенная скорость газа изменялась в пределах 0.16÷2.63 м/с, жидкости – 0.12÷3.59 м/с. Экспериментальные данные сравнивались с 46 моделями расчета газосодержания. Результаты показали, что модель потока дрейфа лучше остальных описывает поведение скорости снаряда и газосодержания при изменении угла наклона

канала. Кроме того, модель потока дрейфа лучше подходит для описания турбулентного режима течения, тогда как в ламинарном режиме дает большую ошибку. Далее в работе [125] на той же экспериментальной установке из обработки изображений получены скорости и длины снарядов. Результаты эксперимента показали, что скорость и длина снаряда увеличиваются с увеличением угла наклона в ламинарном режиме, тогда как, в турбулентном угол наклона практически не влияет на характеристики течения. Длина снаряда и частота следования снарядов уменьшаются при увеличении приведенной скорости газа или уменьшении приведенной скорости жидкости.

2. Методика исследований

Методы измерения в газожидкостных потоках можно классифицировать различными способами [126]. Первое, различие между методами, измеряющими осредненные по времени характеристики и измеряющими мгновенные значения. Согласно данной классификации различаются следующие характеристики течения:

- Глобальные стационарные характеристики течения (газосодержание, перепад давления, режим течения, минимальная скорость ожижения слоя и др.).
- Локальные осредненные по времени характеристики.
- Одномерные, осредненные по поперечному сечению канала, характеристики.
- Двумерные, локально осредненные по поперечному сечению канала, характеристики (томографические характеристики).
- Трехмерные характеристики.
- Локальные мгновенные характеристики поля течения.

Локальные характеристики измерений широко различаются в зависимости от временных и пространственных масштабов. Например, при течении в засыпке крайне важно знать распределение скорости в поперечном сечении, но во многих случаях такое течение нестационарно. В этой ситуации для получения локального осреднения по времени необходимы, по крайней мере, двумерные методы измерения скорости или количества жидкости. В случае течения с твердыми частицами, необходимы глобальные характеристики (минимальная скорости седиментации) и также локальные, такие как, локальная скорость жидкости, газосодержание, пористость.

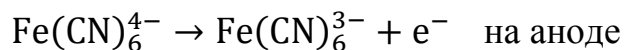
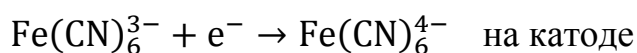
Так как, классификация между глобальными и локальными методами не всегда возможна, можно классифицировать методы измерения по физическому принципу, заложенному в их основу. И, наконец, можно разделять методы

измерения по их воздействию на поток, как контактные (возмущающие поток) и бесконтактные (не оказывающие влияния на течение).

Электродиффузионный метод исследования гидродинамических характеристик является диффузионным аналогом термоанемометра. С помощью данного метода можно измерять трение на стенке, профили скорости жидкости и локального газосодержания. Электродиффузионный метод позволяет измерять мгновенные значения гидродинамических характеристик. Проводя соответствующую обработку сигналов, можно впоследствии получить осредненные по времени характеристики, пульсации, спектральные характеристики, пространственные и временные корреляции. Данный метод обладает рядом преимуществ. Из-за малых размеров датчиков можно провести измерения в непосредственной близости стенки и даже в вязком подслое. Также малые размеры датчиков и простота первичной электронной аппаратуры позволяют реализовать многоканальный вариант данного метода.

2.1. Основы методики измерения трения

Исследования гидродинамики проводились электродиффузионным методом [127]. Схема включения электрохимического датчика представлена на рисунке 2.1. Электрохимический датчик представляет собой электрод (катод) помещенный в рабочую жидкость. Второй электрод (анод) должен превосходить по площади датчик-катод более чем в 100 раз, чтобы анодные процессы не оказывали влияния на ток в цепи. На электродах протекает окислительно-восстановительная реакция:



Основными процессами, определяющими ток в цепи датчика, являются:

1. Электрохимическая реакция на поверхности катода (существенно зависит от напряжения между анодом и катодом).
2. Диффузия активных ионов к катоду (определяется разностью концентраций активных ионов между объемом электролита и поверхностью датчика).
3. Гидродинамика течения вблизи датчика.

Вольт-амперная характеристика электрохимической ячейки приведена на рисунке 2.2. При малых значениях напряжения между анодом и катодом скорость электрохимической реакции мала и ток в цепи определяется электрохимической реакцией. При увеличении напряжения (область А) ток в цепи увеличивается из-за увеличения скорости перезарядки ионов на поверхности катода. В области предельного диффузионного тока (область В) скорость реакции настолько большая, что концентрация активных ионов на поверхности катода равна нулю и при повышении напряжения ток не увеличивается, т.к. полностью определяется диффузией ионов к катоду. При дальнейшем увеличении напряжения (область С) начинает протекать другая электрохимическая реакция (электролиз воды) из-за чего возрастает ток. Измерения можно проводить только в области предельного диффузионного тока, напряжение между анодом и датчиком должно выбираться таким образом, чтобы рабочая точка находилась в середине участка предельного диффузионного тока.

Из-за малого размера датчика толщина диффузионного слоя значительно меньше толщины гидродинамического вязкого подслоя, и весь диффузионный слой находится в линейной части профиля скорости. Таким образом, выполняется соотношение:

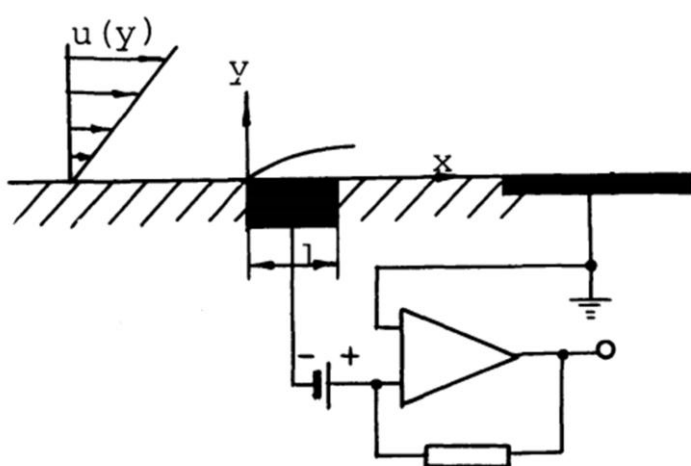


Рис. 2.1. Схема включения электродиффузионного датчика.

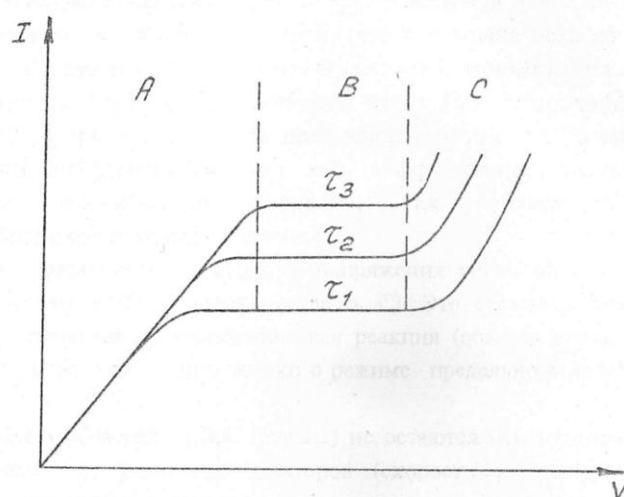


Рис. 2.2. вольт-амперная характеристика электрохимической ячейки.

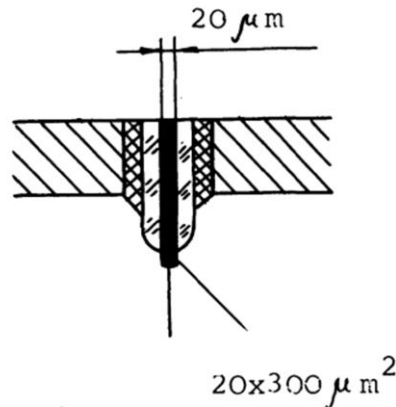


Рис. 2.3. Датчик трения.

$$U = \frac{\tau_w}{\mu} y$$

Решение уравнения диффузии в приближении пограничного слоя для датчика трения с линейным профилем скорости и граничными условиями равенства нуля концентрации активных ионов на поверхности датчика устанавливает зависимость между диффузионным током датчика и напряжением на стенке, имеющую следующий вид:

$$\tau_w = \frac{1,87\mu I^3}{F^3 C_0^3 D^2 l^2 h^3},$$

где μ – динамическая вязкость, F – постоянная Фарадея, C_0 – концентрация активных ионов, D – коэффициент диффузии, l , h – размеры прямоугольного датчика. Концентрацию ионов, размеры датчиков и коэффициент диффузии определить сложно и точность их определения низка.

Удобнее применять относительный вариант данного метода, который заключается в калибровке датчика в потоке с известным трением. Тогда решение на стенке связано с током функцией:

$$\tau_w = A_\tau I^3,$$

где коэффициент A_τ определяется из калибровки.

Калибровка проводится по известным зависимостям трения для однофазного потока [128].

$$\tau_{w0} = \frac{\lambda}{8} \rho \bar{U}^2,$$

где λ – коэффициент гидравлического сопротивления. Для ламинарного и турбулентного режимов течения λ определяется как

$$\lambda = \begin{cases} \frac{64}{Re}; & \frac{96}{Re} \\ 0.3164 Re^{-1/4} \end{cases}.$$

Применение относительного варианта электродиффузионного метода позволяет говорить о суммарной погрешности не более $5 \div 7\%$ [2].

Датчик трения представлен на рисунке 2.3. Датчик представлял собой платиновую пластинку размером 0.1×0.9 мм, вваренную в стеклянный капилляр. Датчик был вклеен в оргстеклянную пластину и зашлифован с ней заподлицо.

В качестве рабочей жидкости использовался раствор 0.16% ферри- ($K_3Fe(CN)_6$) и 0.21% ферроцианида ($K_4Fe(CN)_6$) калия и 2.55% углекислого натрия (Na_2CO_3) в дистиллированной воде.

2.2. Методика измерения скорости жидкости и локального газосодержания

В качестве электрохимического датчика скорости, в принципе, может служить электрод любой формы, находящийся в потоке и включенный в

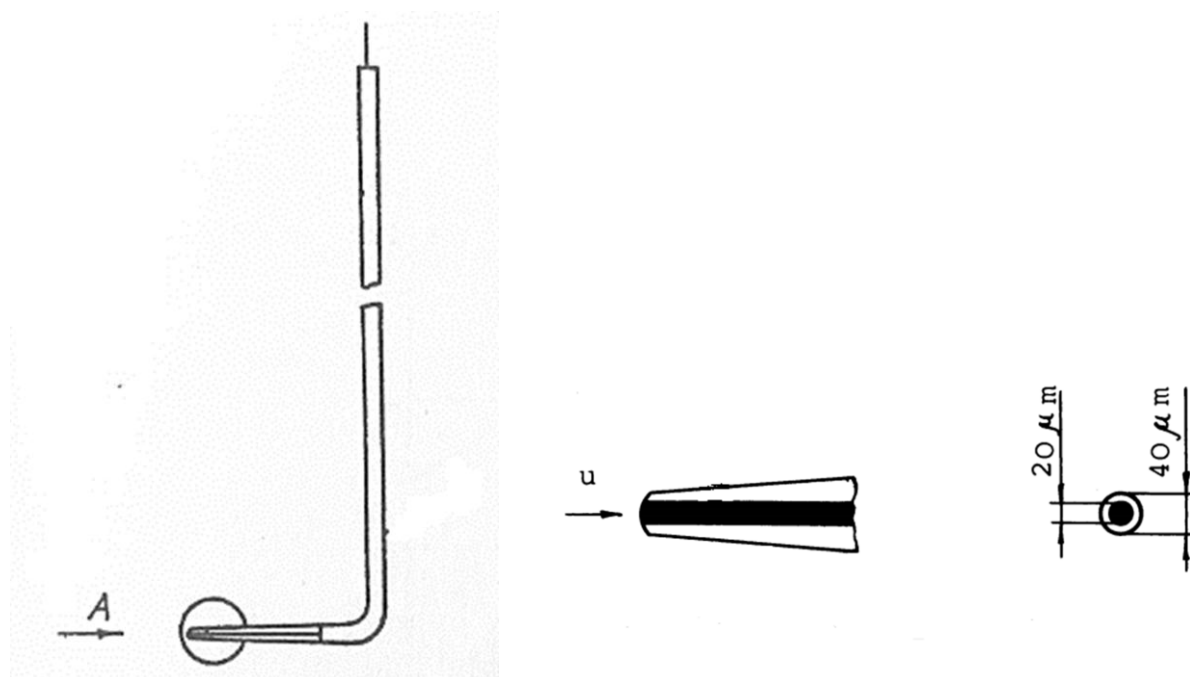


Рис. 2.4. Схема датчика скорости типа «лобовая точка».

измерительную цепь. Наиболее простым в изготовлении и удобным в работе является электрохимический датчик скорости типа "лобовая точка" (рис. 2.4). Датчик представляет собой стеклянный капилляр конической формы, в который вварена тонкая платиновая проволока. Чувствительным элементом датчика (катодом) является торец проволоки, обращенный навстречу потоку. Изготовленный таким образом датчик вклеивается в металлическую трубку, которая служит державкой. Перемещение датчика в потоке производится с помощью координатного механизма.

В работе [127] установлена связь между током датчика и скоростью потока для датчика типа "лобовая точка":

$$I = 0.753nFSC_0D^{2/3}v^{-1/6}u^{1/2}d^{-1/2},$$

где d - наружный размер датчика, S - площадь электрода, n - число электронов, участвующих в реакции. Данная формула является справедливой только в том случае, если диаметр стеклянной оболочки много больше диаметра электрода, что в практических случаях не имеет места. Кроме того, численный коэффициент зависит от формы носовой части датчика, которая в реальных датчиках малых размеров не является геометрически правильной. По этим причинам применение электрохимического метода измерения скорости как абсолютного в большинстве случаев не оправдано. Целесообразно, как и в случае термоанемометра, строить калибровочную зависимость в виде:

$$I = A + Bu^{1/2},$$

где коэффициенты A и B определяются из калибровки. При использовании данного варианта измерения погрешность получается не хуже 5%.

Как правило, при гидродинамических исследованиях требуется измерить переменные во времени величины напряжения трения и скорости жидкости. Частотная характеристика электрохимических датчиков существенно хуже, чем для датчика термоанемометра. Ток датчика определяется движением активных ионов, имеющих малую подвижность. Это приводит к тому, что возникающий на электродах диффузионный пограничный слой является достаточно инерционным. Расчет частотной характеристики электрохимических датчиков приведен в

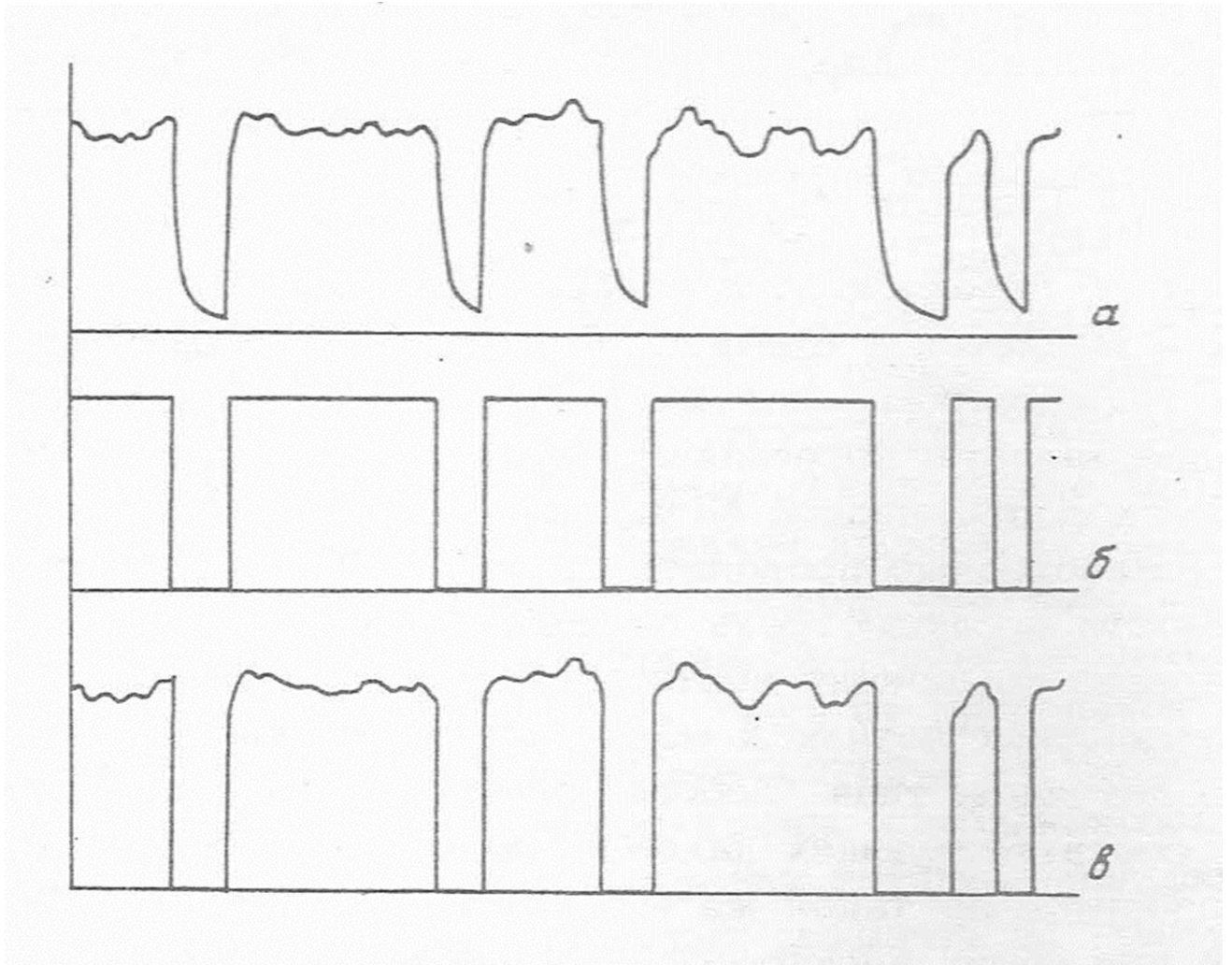


Рис. 2.5. Сигналы датчика скорости.

работе [127]. Для датчика напряжения трения на стенке с электродом прямоугольной формы нормированная частотная характеристика имеет вид:

$$|H_\tau| = \begin{cases} (1 + 0.05\omega_\tau^2 + 0.0012\omega_\tau^4)^{-1/2} & \text{при } \omega_\tau \leq 6; \\ \frac{3.7}{\omega_\tau} (1 - 1.5\omega_\tau^{-1/2} + 1.1\omega_\tau^{-1})^{1/2} & \text{при } \omega_\tau > 6, \end{cases}$$

где $\omega_\tau = (\mu^2 l^2 / (\tau_w^2 D))^{1/3} \omega$; ω – размерная частота.

Частотная характеристика датчика скорости типа "лобовая точка":

$$|H_u| = \left(1 + \frac{\omega_u^2}{15Sc^{2/3}}\right)^{1/4} \left(\frac{1 + 2.32 \cdot 10^{-3} \omega_u^2}{1 + 4.45 \cdot 10^{-2} \omega_u^2 + 1.49 \cdot 10^{-4} \omega_u^4}\right)^{3/4},$$

где $\omega_u = \omega d / (k_1 u) Sc^{1/3}$, Sc – число Шмидта, а коэффициент k зависит от формы носовой части датчика. Практически почти для всех типов датчиков, использованных в экспериментах, область квазистационарности простиралась до

частот 500÷1000 Гц. Используемая при измерениях электронная аппаратура имела обычно значительно более широкую полосу пропускания по сравнению с датчиками. Частотную характеристику аппаратуры можно было считать идеальной.

Для измерения средней локальной скорости жидкости и локального газосодержания использовался электрохимический датчик типа "лобовая точка". Использовалась измерительная система [129], позволявшая объединить в одном устройстве электрохимический метод и метод электропроводности (рис. 2.5). На датчик подавались две составляющие напряжения: постоянная и переменная (с частотой 200 кГц). В режиме электропроводности сигнал датчика принимает два фиксированных значения, соответствующие нахождению датчика в жидкой и газовой фазе. В режиме электрохимического датчика сигнал зависит от мгновенного значения скорости жидкости. Сигнал датчика скорости проходит через фильтры, разделяющие высокочастотную и низкочастотную компоненты. Высокочастотная составляющая затем детектируется и подается на один из каналов АЦП (рис. 2.5, б). Низкочастотная составляющая поступает на усилитель тока и далее на другой канал АЦП (рис. 2.5, а). Это позволяет в сигнале электродиффузионного датчика программно выделять моменты нахождения датчика в газовой фазе (рис. 2.5, в), что особенно важно для точного измерения газосодержания. С помощью такого метода можно было одновременно измерять одним датчиком в одной точке сечения канала и скорость жидкости и локальное газосодержание.

Кроме того, используя двойной датчик скорости, в газожидкостном потоке можно измерять скорость движения газовых включений [130]. Если два датчика сдвинуты друг относительно друга на определенное расстояние, то по времени прохождения газожидкостной границы между датчиками можно определить скорость движения газа (рис. 2.6).

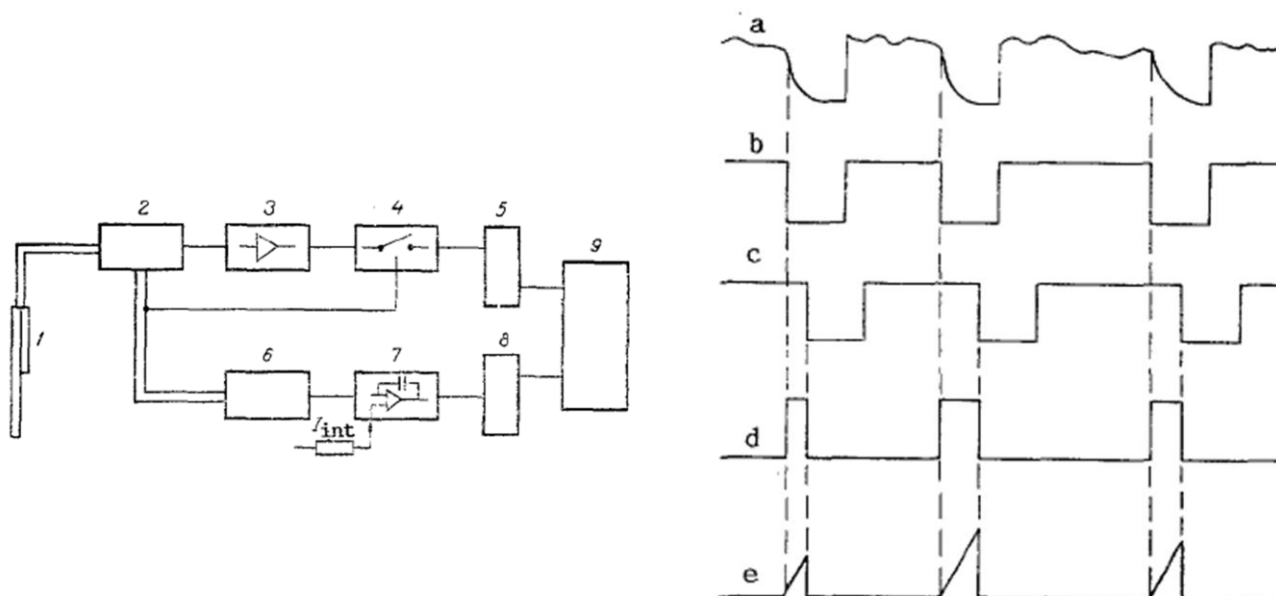


Рис. 2.6. Двойной датчик скорости.

С помощью данной методики можно измерить и скорость жидкости, и скорость газа [130]. А затем, вычитая, получить скорость движения газовой фазы относительно жидкости (рис. 2.7).

При использовании трехкомпонентного датчика скорости можно измерять вектор скорости [131]. В датчике три платиновые проволоки были вварены в

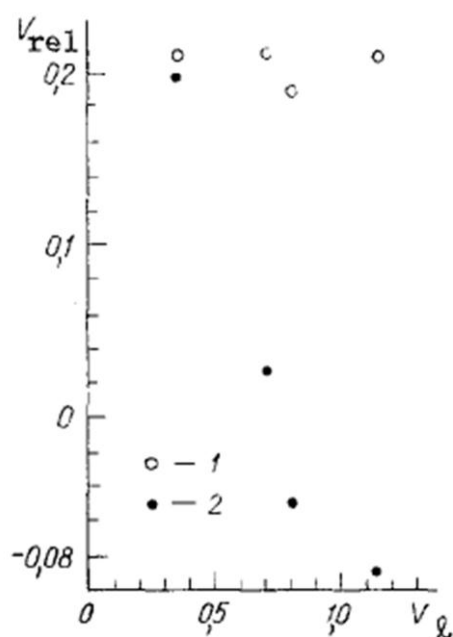


Рис. 2.7. Скорость всплытия пузырей (V_{rel}) в зависимости от приведенной скорости жидкости (V_l). 1 – центр трубы, 2 – пристенная зона течения.

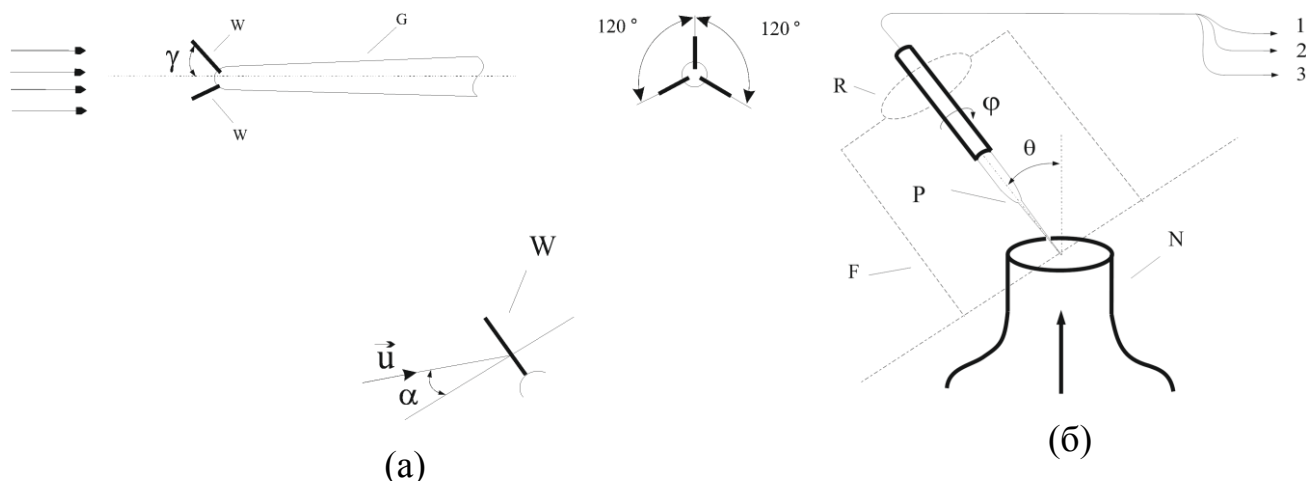


Рис. 2.8. Трехкомпонентный датчик скорости.

стеклянные капилляры (рис. 2.8, а). Концы этих проволок, не покрытые стеклом, служили электродами датчика. Угол отклонения электродов от оси γ равнялся 54.7° . Угол между электродами был равен 120° . Угловая калибровка датчика проводилась в затопленной струе на срезе сопла (рис. 2.8, б). Угол вращения φ изменялся от 0 до 360° , угол наклона θ – в пределах $\pm 65^\circ$.

Пример угловой калибровки трехкомпонентного датчика скорости приведен на рис. 2.9, где приведена зависимость относительной интенсивности сигнала от угла вращения для угла наклона 35° .

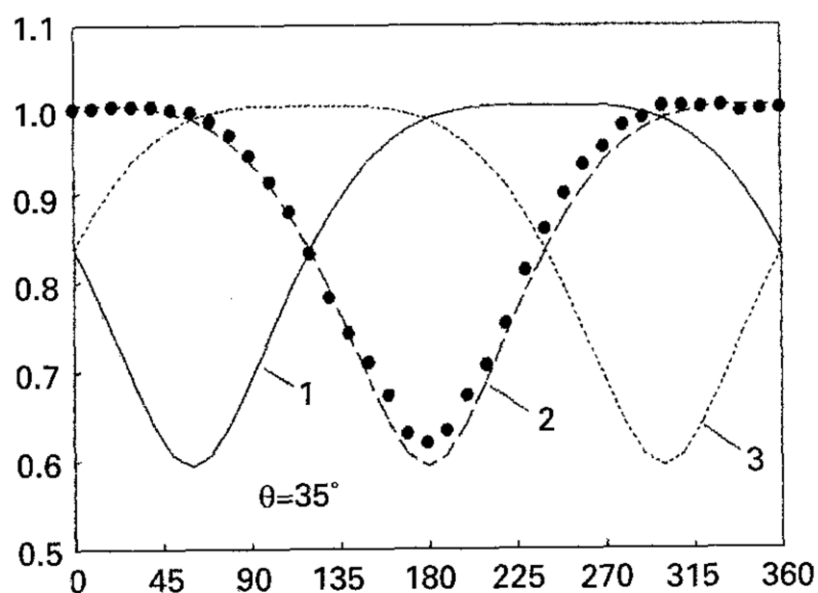


Рис. 2.9. Угловая калибровка трехкомпонентного датчика.

2.3. Методика измерения теплообмена

Для определения теплоотдачи от стенки к потоку жидкости использовался тепловой участок с нагреваемой стенкой. По току нагревателя из выражения $q = I^2 R / S$ можно определить плотность теплового потока на стенке. Коэффициент теплоотдачи в поток жидкости определяется из теплового потока по формуле:

$$\alpha = \frac{q}{T_c - T_{\text{ж}}}$$

Для тепловых измерений использовался блок, показанный на рисунке 2.10. На верхней стенке блока была наклеена фольга из нержавеющей стали (2), служившая нагревателем. В качестве датчиков температуры, измеряющих T_c , использовались термосопротивления 700-102ВАА-В00 фирмы “Heraeus Sensor Technology” с номинальным сопротивлением 1 кОм при температуре 0°C и размером 2x2x1 мм. Термосопротивления (1) прикреплялись с использованием термопасты к обратной поверхности фольги. В измерительной секции было установлено семь датчиков температуры. Для контроля температуры входного потока жидкости $T_{\text{ж}}$ в начале рабочего участка был установлен еще один датчик температуры. Температура рабочей жидкости поддерживалась с помощью системы термостатирования на уровне 25°C.

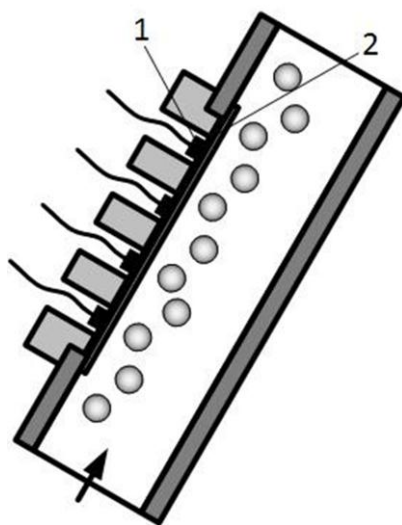


Рис. 2.10. Блок тепловых измерений. 1 – термосопротивления, 2 – фольга из нержавеющей стали.

Толщина фольги была 200 мкм, длинна 273 мм и ширина 73 мм. Сопротивление фольги было измерено с помощью двойного моста и составляло 0.0156 Ом. Нагрев производился посредством пропускания электрического тока через фольгу. В течение измерений сила тока поддерживалась постоянной. Измерение тока проводилось с помощью датчика тока типа CSLA2EN фирмы “Honeywell”. Таким образом, реализовывалось граничное условие $q_c = const$. Все измерения проводились при температурном напоре $\Delta T \approx 5^\circ\text{C}$. В рабочем режиме ток через нагреватель достигал значений 210 А.

Перед проведением измерений вся система “датчики+усилители+АЦП” была прокалибрована при помощи жидкостного термостата с погрешностью $\pm 0.1^\circ$.

Для оценки методической погрешности измерения температуры проведена оценка разности температур на стенках нагревателя из задачи теплопроводности внутри плоской пластины при наличии равномерно распределенных источников теплоты [132]. Плотность теплового потока на внутренней поверхности пластины, обращенной к жидкости, имеет вид:

$$q = \lambda \frac{T_{c1} - T_{c2}}{\delta} \left(1 - \frac{q_v \delta^2}{2\lambda(T_{c1} - T_{c2})} \right)$$

где q_v – объемная плотность мощности нагревателя, δ – толщина фольги, λ – теплопроводность материала нагревателя, T_{c1} и T_{c2} – температуры внутренней и наружной поверхностей нагревателя (рис. 2.11). С другой стороны, тепловой поток от нагревателя в жидкость равен:

$$q = \alpha(T_{\text{ж}} - T_{c1}),$$

где α – коэффициент теплоотдачи, $T_{\text{ж}}$ – температура жидкости. Решая сопряженную задачу, полагая, что ток нагревателя 200 А, а $T_{\text{ж}} = 25^\circ\text{C}$ и $T_{c2} = 30^\circ\text{C}$, находим температуру внутренней поверхности нагревателя T_{c1} . Для значений $\alpha = 500 \div 5000$ разность температур наружной и внутренней стенок нагревателя $T_{c2} - T_{c1}$ составляет $0.01 \div 0.1^\circ\text{C}$, что не превышает погрешность измерения температуры.

Плотность теплового потока нагревателя при самой малой скорости жидкости 0.3 м/с в однофазном случае составляет порядка 10000 Вт/м². Поток во внешнюю среду через стенку из текстолита толщиной 10 мм при перепаде температур 10°C равен 300 Вт/м², что дает относительную погрешность 3%. В случае двухфазного течения тепловой поток в жидкость становится заметно больше, даже при добавлении небольшого количества газа. Следовательно, потерями во внешнюю среду можно пренебречь.

В качестве рабочей жидкости использовался раствор ферри- и ферроцианида калия и углекислого натрия в дистиллированной воде. Коэффициент теплопроводности 10-процентного водного раствора углекислого натрия при температуре 20°C равен 0.607 Вт/(м·град) и составляет 101.34 % от теплопроводности чистой воды [133]. Согласно этим данным можно сказать, что добавки, присутствующие в рабочей жидкости не вносят значительного вклада в ее теплофизические свойства. Были проведены эксперименты по измерению теплообмена на стенке в турбулентном однофазном потоке с чистой водой и с рабочей жидкостью. Согласно полученным данным, замена рабочей жидкости на воду не отражается на результатах измерений.

2.4. Методика измерения диаметра газовых пузырей

Исследование диаметра газовых пузырей проводилось с помощью теневого метода (рис. 2.12). Через оптическую секцию производилась съемка пузырей на камеру (2) (REDLAKE MotionPRO 2000.0 и Nikon J4). Скорость съемки при использовании камеры REDLAKE MotionPRO 2000.0 была 500 кадров/с при разрешении 512x512 точек. При использовании камеры Nikon J4 скорость составляла 120 кадров/с при разрешении 1280x720 точек.

Съемка проводилась при освещении потока светодиодной матрицей (1). Примеры полученных с помощью камеры Nikon J4 кадров с пузырями при различных объемных расходных газосодержаниях приведены на рисунке 2.13.

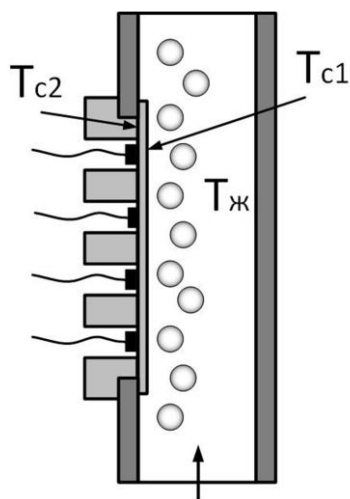


Рис. 2.11. Определение перепада температуры на толщине фольги нагревателя.

Полученные изображения программно обрабатывались (рис. 2.14). Диаметр газовых пузырей вычислялся из площади пузыря на снимке как эквивалентный диаметр по формуле:

$$D = \sqrt{4S/\pi}$$

Точность определения границы пузыря составляла ± 1 точка. Для фотографий, полученных на скоростную камеру REDLAKE MotionPRO 2000.0 при разрешении 512x512 точек по калибровочным кадрам, 1 мм = 28 точек. Относительная погрешность вычислялась по формуле:

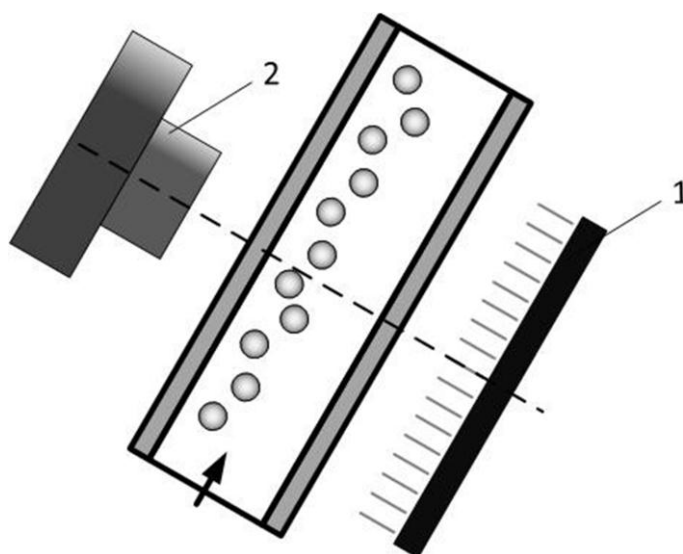


Рис. 2.12. Блок исследования диаметра газовых пузырей. 1 – светодиодная матрица, 2 – камера.

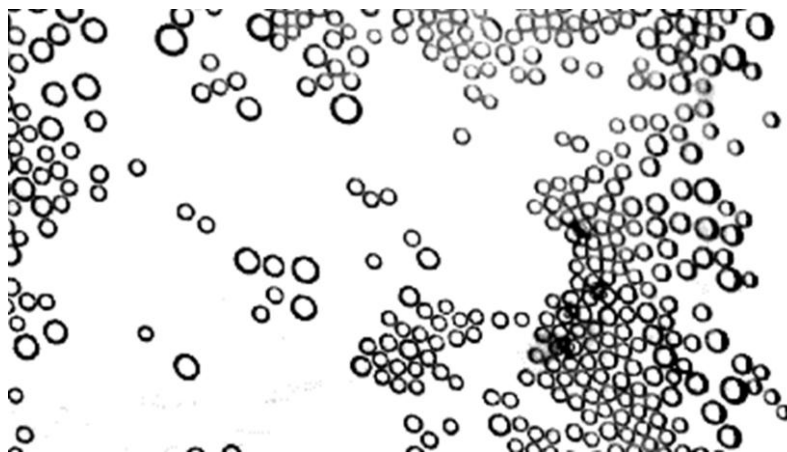
$$\Delta D = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial S} \Delta S\right)^2} = \frac{\partial \left(\sqrt{\frac{4S}{\pi}}\right)}{\partial S} \Delta S = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4}{\pi S}} \Delta S = \frac{1}{2} D \delta S$$

$$\delta D = \frac{1}{2} \delta S$$

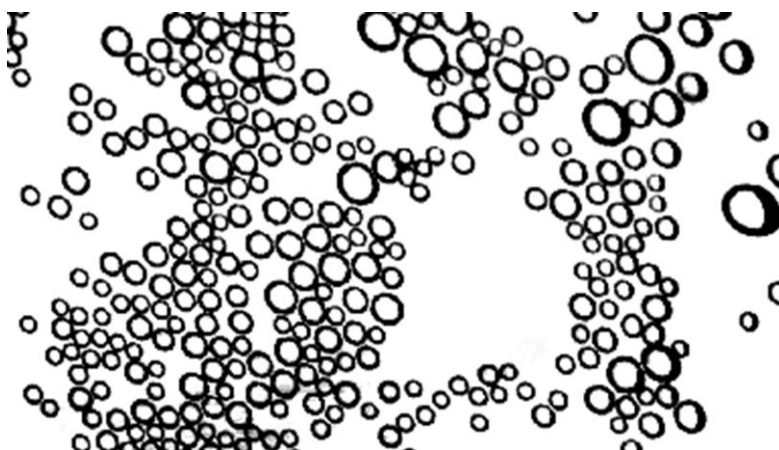
Таким образом, при размере пузырей в диапазоне диаметров 0.3÷7 мм относительная погрешность определения диаметра составляла 0.01÷0.1. При использовании камеры Nikon J4 из-за большего разрешения каждого кадра относительная погрешность определения диаметра была меньше, чем при использовании камеры REDLAKE MotionPRO 2000.0.

Расстояние от места ввода газа в поток жидкости в экспериментах составляло 100, 470 и 900 мм. Дальнейшее увеличение расстояния от генератора пузырей до измерительного участка не оказывает значительного влияния на полученные результаты.

$\beta=1,46 \%$



$\beta=2,28 \%$



$\beta=4,53 \%$

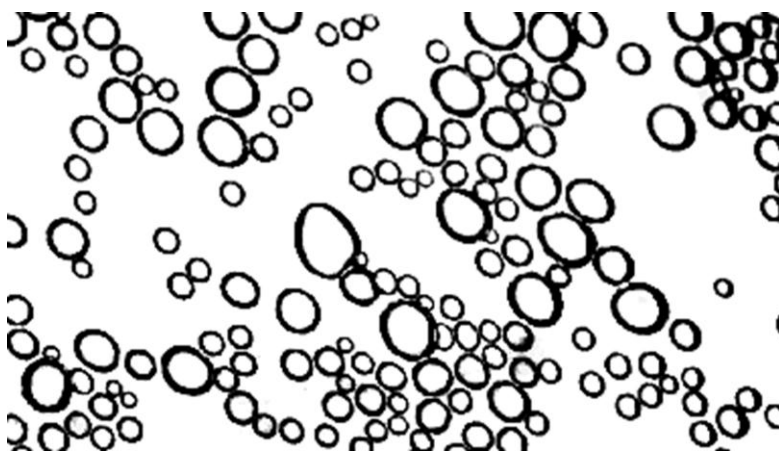


Рис. 2.13. Снимки пузырей при различных значениях объемного расходного газосодержания β ($\theta = 45^\circ$, расход жидкости $Q_l = 0.561$ л/с, расход газа $Q_g = 0.003 \div 0.083$ л/с, расстояние до места ввода газа $L=470$ мм)

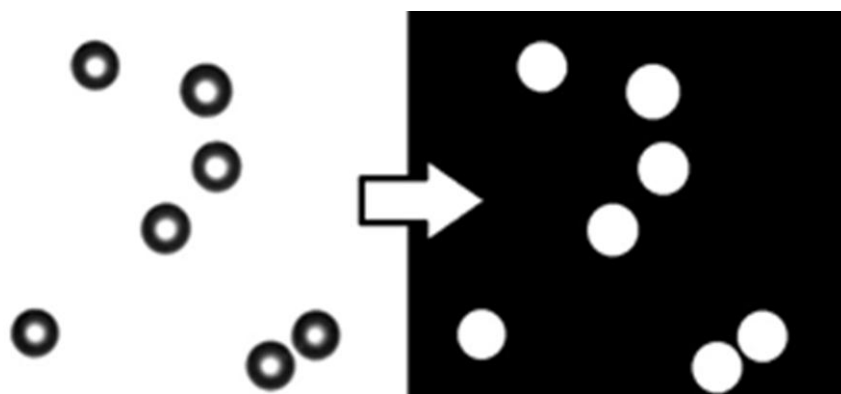


Рис. 2.14. Пример предварительной обработки кадров.

3. Опускное пузырьковое газожидкостное течение в турбулентном режиме

Структура газожидкостного пузырькового потока интенсивно изучается в последние годы. Большинство исследований выполнены в спутном восходящем течении (Serizawa и др. [17], Накоряков и др. [134], Liu и Bankoff [135], и др.). Опускному пузырьковому потоку, напротив, уделено довольно мало внимания. Одно из первых исследований такого потока с измерением распределения фаз выполнено Ибрагимовым [136]. Исследования опускных газожидкостных потоков были проведены также Oshinowo и Charles [137] и позднее в ряде работ Clark и Flemmer [138, 139, 140]. Детальные измерения профилей скорости и газосодержания были сделаны Ганчевым и др. [141], Ганчевым и Пересадыко [142] и Wang и др. [143]. Комплексное исследование параметров течения в трубе малого диаметра проведено Гореликом и др. [144].

Теоретические расчеты распределения газосодержания в опускных течениях выполнены Ибрагимовым [136], Drew и Lahey [145], Wang и др. [143]. Как экспериментальные, так и теоретические исследования показали, что отличительной чертой опускного течения является концентрация газа в центральной части трубы. Довольно ограниченная информация была получена о распределении скорости и турбулентной структуре потока.

Структура газожидкостного течения в значительной степени зависит ориентации канала и направления движения фаз. В частности, имеется большое различие между характеристиками восходящего и опускного течения в вертикальной трубе. Для восходящего пузырькового потока в вертикальной трубе характерны профили газосодержания с пиками у стенки [17, 134]. Локальные характеристики опускного пузырькового течения в вертикальной трубе изучались в [136, 137, 142, 144, 5, 146]. Было показано, что введение в поток газовой фазы может существенно изменить как осредненные, так и пульсационные характеристики течения. Иная картина наблюдается для опускного пузырькового течения, где обычно имеет место ситуация с концентрацией пузырей в центре

канала. Большинство экспериментальных работ посвящено изучению восходящего течения [17, 134, 136], тогда как опускное течение исследовано значительно слабее. В литературе известны только несколько статей, детально исследующих эту проблему. Наблюдения структуры течения выполнены в работах Ибрагимов и др. [136], Oshinovo и Charles [137]. Измерения локальных параметров течения проведены в работах Ибрагимов и др. [136], Ганчев и Пересадько [142], Wang и др. [143], Накоряков и др. [1]. Все эти измерения проведены при относительно больших числах Рейнольдса в развитом турбулентном режиме. Кроме того, в работе Горелик и др. [144] отмечено значительное влияние диаметра трубы на структуру течения при малых числах Рейнольдса.

В пузырьковом течении одним из основных факторов, определяющих распределение фаз по сечению трубы, является боковая сила, действующая на всплывающий относительно жидкости пузырь газа. Как показано в работе [101], знак этой силы противоположен для восходящего и опускного течения. Это связано с тем, что в подъемном течении скорость скольжения газа (которая всегда направлена вверх), совпадает по направлению со скоростью жидкости, тогда как в опускном течении эти скорости противоположны по знаку. Это приводит к различному характеру распределения газовой фазы по сечению трубы.

Целью данной работы является получение детальной экспериментальной информации о структуре спутного опускного потока в вертикальной трубе. Особое внимание в данной работе уделено измерениям трения на стенке и измерениям параметров течения в пристенной области, чего не было сделано ранее в предыдущих исследованиях.

3.1. Опускное пузырьковое течение при больших числах Рейнольдса

3.1.1. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка показана на рис. 3.1. Рабочая жидкость из основного бака 1 с помощью центробежного насоса 2 подавалась в рабочий

участок 8. Рабочим участком служила вертикальная труба из оргстекла внутренним диаметром 42.3 мм. Рабочий участок состоял из нескольких секций, общая длина участка была равна 4.8 м. На выходе рабочего участка была установлена заслонка 15, для регулировки давления и предотвращения разрежения и кавитации в рабочем участке. Давление измерялось манометром 14. Из рабочего участка газожидкостная смесь поступала в сепаратор 16, затем

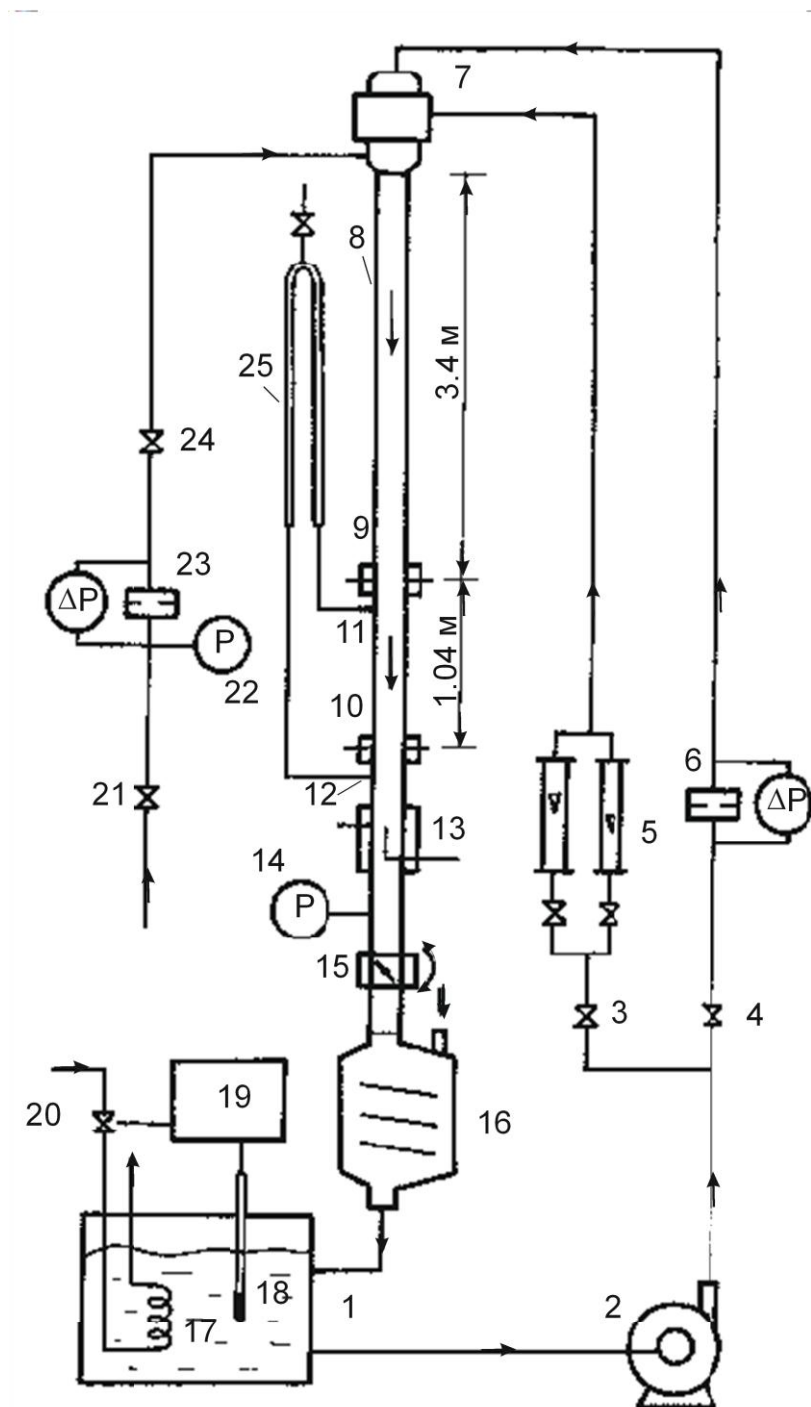


Рис. 3.1. Экспериментальная установка.

жидкость возвращалась в основной бак, а газ выводился в атмосферу. Температура рабочей жидкости измерялась термометром 18 и поддерживалась постоянной с помощью термостатирующей системы, состоящей из регулятора 19, охлаждающего контура 17 и электрического клапана 20.

Расход жидкости регулировался кранами 3 и 4, и измерялся ротаметрами 5 и расходомерной диафрагмой 6 с дифференциальным датчиком давления. Измерения локальных параметров потока проводились в сечениях 9, 10 и 13. Через штуцеры 11 и 12 с помощью U-образного дифференциального манометра 25 измерялся перепад давления по длине канала.

Воздух из линии высокого давления поступал в смеситель 7. Расход воздуха регулировался вентилями 21 и 24, и измерялся калиброванной диафрагмой 23. Давление воздуха перед диафрагмой измерялось манометром 22.

В измерительной секции 13 было установлено оптическое окно для визуального контроля потока и его фотографирования.

Для получения газожидкостного потока использовался смеситель специальной конструкции, установленный на входе рабочего участка. Смеситель

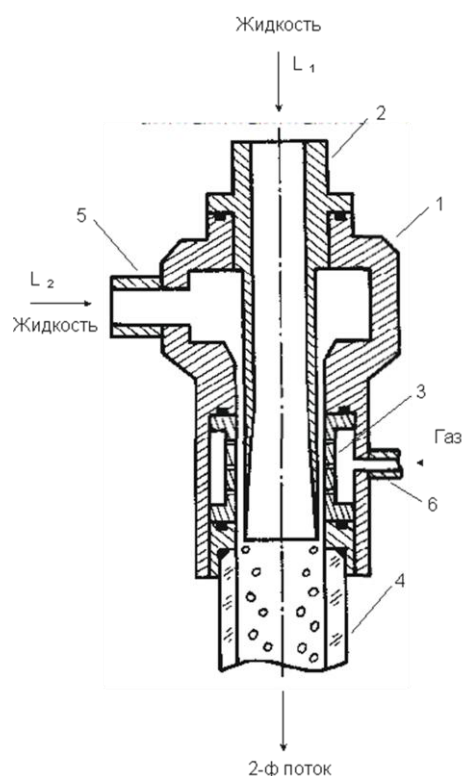


Рис. 3.2. Газожидкостный смеситель.

показан на рис. 3.2. Газ подавался через штуцер 6 в кольцевой зазор, образованный телом смесителя 1 и оргстеклянной трубкой 3. Газ вводился в поток жидкости через 120 отверстий диаметром 0.2 мм, просверленных в оргстеклянной трубке. Газовые пузыри генерировались в кольцевой щели, образованной телом смесителя и цилиндрической вставкой 2. Жидкость в кольцевой зазор подавалась через штуцер 5. Расход жидкости в щели был постоянным в течение конкретного эксперимента, что позволяло, меняя расход в щели, получать пузыри фиксированного размера. Остаток жидкости подавался через центральный штуцер 2. Общий расход жидкости поддерживался постоянным в течение каждого эксперимента. Полученная таким образом газожидкостная смесь подавалась в рабочий участок 4. Конструкция смесителя подобна смесителю, использованному в работе Валукиной и др. [147] для восходящего пузырькового течения. Такой смеситель позволял менять диаметр пузырей, не меняя другие параметры течения.

Объемное расходное газосодержание вычислялось по формуле:

$$\beta = V_g / (V_l + V_g),$$

где V_l , V_g – приведенные скорости жидкости и газа, соответственно. V_g пересчитывалась по статическому давлению в измерительной секции, полученному из показаний манометра 14 (рис. 3.1).

3.1.2. Методика измерений

Для измерения локальных параметров течения использовался электродиффузионный метод (Накоряков и др. [134, 127]). В качестве рабочей жидкости использовался 0.005 н раствор ферри- и ферроцианида калия, а также 0.25 М карбоната натрия в дистиллированной воде. Эти химические добавки обеспечивали протекание на электродах быстрой электрохимической реакции. В качестве датчиков скорости использовались тонкие платиновые полоски, вклеенные в стенку измерительной секции и зашлифованные заподлицо с ней. Датчики сечением 0.1x0.9 и 0.03x0.2 мм использовались для измерения средних и пульсационных характеристик, соответственно. Датчики были установлены в

измерительных участках 9 и 10 (рис. 3.1) по 8 датчиков в каждом равномерно по окружности трубы. Датчики подсоединялись к 8-канальному усилителю тока. Выходное напряжение усилителя оцифровывалось 8-канальным аналого-цифровым преобразователем (АЦП). Дальнейшая обработка сигнала проводилась в цифровом виде на компьютере.

Для измерения скорости жидкости и локального газосодержания применялся датчик скорости типа «лобовая точка», использовавшийся в работах Накоряков и др. [134, 129]. Датчик был установлен в секции 13 (рис. 3.1). Датчик представлял собой тонкую платиновую проволоку, вваренную в конический стеклянный капилляр. Диаметр датчика на рабочем торце был равен 50 мкм. Сигнал датчика усиливался и оцифровывался. После чего обработка сигнала велась на компьютере. Для того, чтобы различить моменты нахождения датчика в жидкой и газовой фазе, использовалась специальная методика (Накоряков и др. [129, 148]), объединяющая электродиффузионный метод и метод проводимости.

Датчик скорости устанавливался на подвижном механизме с микровинтом с разрешающей способностью 0.01 мм. Начальное положение датчика определялось по касанию датчика стенки с помощью измерительного микроскопа с погрешностью измерения 0.01 мм.

Калибровка датчиков трения и скорости проводилась в однофазном полностью развитом турбулентном течении жидкости в трубе. Во время калибровки датчик скорости устанавливался в центре трубы. Калибровка выполнялась в широком диапазоне приведенных скоростей жидкости от 0.1 до 1.5 м/с, для исключения необходимости экстраполяции калибровочных кривых во время измерений. Результаты калибровки датчиков скорости аппроксимировались степенной зависимостью:

$$\tau_k = A_k \cdot I_k^{C_k},$$

где τ – трение на стенке, I – ток датчика, A и C – калибровочные коэффициенты, k – номер датчика. Калибровка датчика скорости описывалась зависимостью:

$$I = A_u + B_u \cdot u^{1/2},$$

где u – скорость жидкости, A_u и B_u – калибровочные коэффициенты для датчика скорости.

Калибровка датчиков проводилась непосредственно перед и сразу после двухфазных измерений в каждой серии экспериментов. Разница в показаниях токов датчиков между двумя калибровками для одинаковой скорости жидкости не превышала 1%.

3.1.3. Погрешность измерений

Расходомерные диафрагмы для жидкости и газа были прокалиброваны с помощью стандартных измерительных устройств, обеспечивающих стандартное среднеквадратичное отклонение для расходов жидкости и газа 1 и 2.5%, соответственно. Аппаратура, использованная для измерения тока датчиков (усилители, АЦП), обеспечивала точность измерений тока с погрешностью не хуже 0.5%. Это обеспечивает интервал погрешности 7% для измерения трения и 4% для измерения скорости. Систематической погрешностью можно пренебречь, т.к. использовался относительный метод измерения с калибровкой датчиков.

Локальное газосодержание определялось по времени пребывания датчика в газовой фазе. Статистической погрешностью определения временных интервалов (менее 0.1%) можно пренебречь. Систематическая погрешность измерения газосодержания вызвана процессом взаимодействия датчика с пузырьком газа. Для проверки корректности измерения газосодержания интеграл локального газосодержания по поперечному сечению трубы (α_i) сравнивался со значением газосодержания, полученным из измерения перепада давления и трения на стенке канала (φ) (табл. 3.1). Из этих сравнений систематическая погрешность измерения локального газосодержания была оценена как 20%.

Таблица 3.1.

V_l	V_g	β	D_b	V_m	$\Delta(\%)$	ΔH	τ_w	α_i	φ	$\Delta(\%)$
1	0	0	0	1.01	1.00	27	2.88	0	0	
0.75	0	0	0	0.752	0.27	17	1.74	0	0	
0.5	0	0	0	0.487	-2.60	8	0.87	0	0	
1	0.0403	0.0387	1.71	1	0.00	74.4	3.29	0.0456	0.0403	13.15
0.75	0.03	0.0384	1.73	0.768	2.40	68.3	2.13	0.0425	0.0455	-6.59

1	0.0198	0.0194	1.73	0.996	-0.40	50.5	2.95	0.0235	0.0206	14.08
0.75	0.0197	0.0256	1.73	0.752	0.27	48.5	1.93	0.0293	0.0283	3.53
0.5	0.02	0.0384	1.73	0.551	10.20	64.6	1.3	0.0398	0.0498	-20.08
1	0.0414	0.0398	1.46	1.02	2.00	73	3.24	0.0478	0.0395	21.01
0.75	0.0412	0.0521	1.46	0.78	4.00	82	2.24	0.0574	0.0576	-0.35
0.5	0.0405	0.075	1.46	0.569	13.80	107.5	1.55	0.0882	0.0887	-0.56
1	0.0916	0.0839	1.47	1.01	1.00	128	3.97	0.108	0.0854	26.46
0.75	0.0916	0.109	1.47	0.787	4.93	149	2.83	0.134	0.1165	15.02
0.5	0.0916	0.155	1.47	0.558	11.60	198.5	2.15	0.17	0.1705	-0.29
1	0.019	0.0186	0.8	0.986	-1.40	48.2	3	0.0221	0.0179	23.46
0.75	0.0188	0.0245	0.8	0.761	1.47	43.5	1.79	0.0289	0.0249	16.06
0.5	0.0194	0.0374	0.8	0.505	1.00	54	1	0.0383	0.0425	-9.88
1	0.041	0.0394	0.92	0.988	-1.20	70	3.1	0.0562	0.0379	48.28
0.75	0.0407	0.0515	0.92	0.745	-0.67	76.8	2.09	0.0643	0.0541	18.85
0.5	0.0418	0.0772	0.92	0.547	9.40	104.5	1.35	0.0736	0.0877	-16.08
1	0.0918	0.0841	0.96	0.979	-2.10	124	3.83	0.104	0.0829	25.45
0.75	0.0942	0.1116	0.96	0.791	5.47	148	2.83	0.13	0.1155	12.55
0.5	0.0924	0.156	0.96	0.576	15.20	185	1.98	0.162	0.1591	1.82

Статистическая погрешность измерения пульсаций скорости жидкости, оцененная по разбросу измерений, составляет около 10%. Систематическая погрешность возникает из-за поперечных пульсаций скорости жидкости. Оценка систематической погрешности для интенсивности турбулентных пульсаций в эксперименте дает 12%. Таким образом, полная погрешность измерения пульсаций скорости жидкости составляет 16%. Подобное рассмотрение погрешности измерения пульсаций трения на стенке дает величину 15%.

3.1.4. Структура течения

Параметры опускного двухфазного течения исследовались для расходов, соответствующих приведенным скоростям жидкости $V_l = 0.5, 0.75, 1.0$ и 1.25 м/с. Значения приведенных скоростей газа V_g изменялись от 0.01 до 0.095 м/с. Эксперименты проводились для различных диаметров газовых пузырей d_b . Во всех исследованных режимах реализовывалось спутное опускное пузырьковое течение. Визуальные наблюдения показали, что пузыри отходят от стенки, таким образом, вблизи стенки трубы существует слой жидкости, свободной от пузырей газа. При уменьшении приведенной скорости менее 0.5 м/с мог реализоваться

режим «зависания газа». Такой режим был подробно исследован в работе Ганчев и др. [141]. Такой режим характеризуется ненулевым газосодержанием при нулевом расходе газа. Это обратный режим по отношению к режиму «газлифт». Режим «зависания газа», наблюдавшийся в этой работе не был достаточно стабильным, и, поэтому не исследовался.

Исследование локальных характеристик течения проводились при режимных параметрах, указанных в табл. 3.1. При $V_l = 1.25$ м/с измерено только трение на стенке. Для диапазона $V_l = 0.5 \div 1$ м/с проведены также измерения профилей скорости жидкости и газосодержания.

Важным вопросом, касающимся структуры двухфазного потока, является осевая симметрия течения. В некоторых случаях восходящее пузырьковое течение в вертикальной трубе было сильно несимметричным, особенно при малых скоростях жидкости (Накоряков и др. [149], Кашинский и др. [150]). Поэтому была проведена проверка осевой симметрии течения. Рисунки 3.3 и 3.4 демонстрируют типичные распределения трения на стенке по углу канала $\tau_w(\theta)$, измеренные в одном и том же поперечном сечении трубы при разных углах для

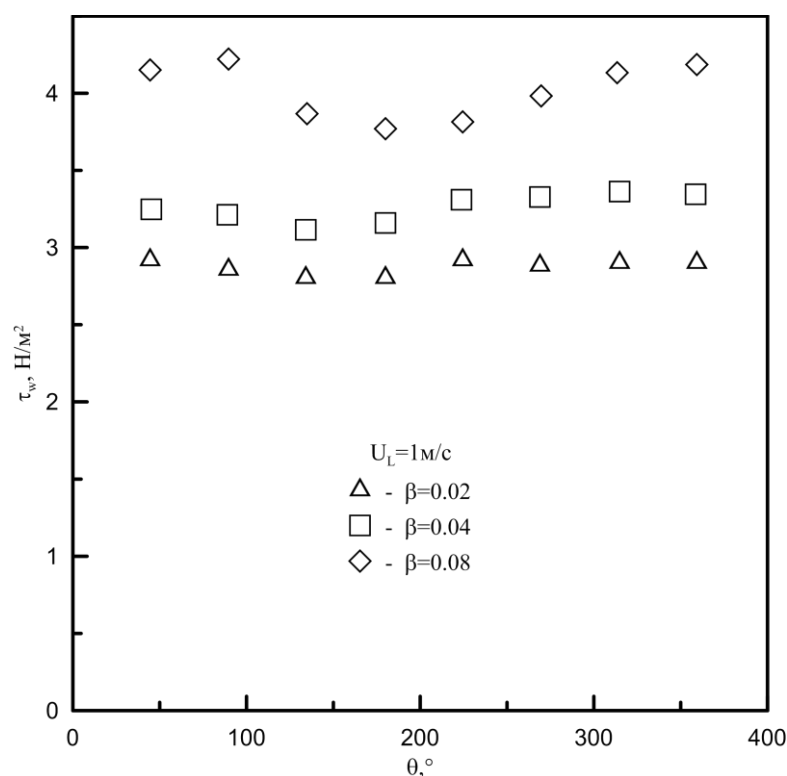


Рис. 3.3. Трение на стенке.

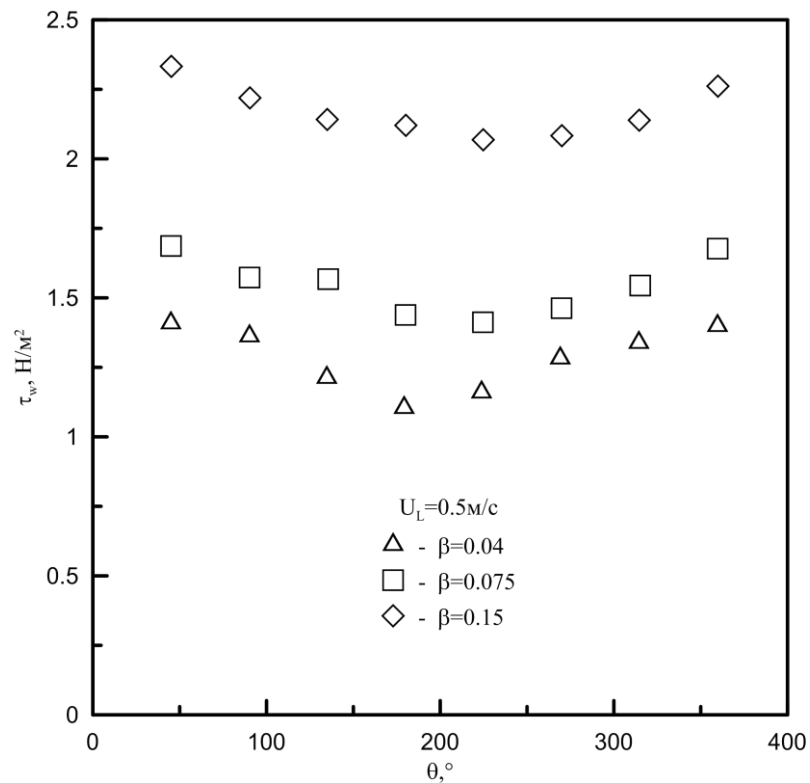


Рис. 3.4. Трение на стенке.

различных расходов жидкости и при разных газосодержаниях. Здесь θ – угловая позиция датчика, отсчитываемая от положения первого датчика трения. Отклонение локальных значений τ_w от осредненного по углу значения не превосходит 10% для скоростей жидкости $V_l > 0.75$ м/с. Для наименьших V_l отклонение не превосходит 20%. Таким образом, во всех случаях опускное пузырьковое течение можно считать осесимметричным.

3.1.5. Трение на стенке

Средние по сечению значения трения на стенке τ_w определялись из осреднения показаний 8 датчиков трения, распределенных равномерно по периметру трубы. Результаты измерений представлены на рис. 3.5 в виде зависимости отношения τ_w/τ_0 от объемного расходного газосодержания β . Здесь τ_0 – трение на стенке в однофазном турбулентном потоке при той же приведенной скорости жидкости V_l . Представлены результаты для разных V_l и двух диаметров пузырей.

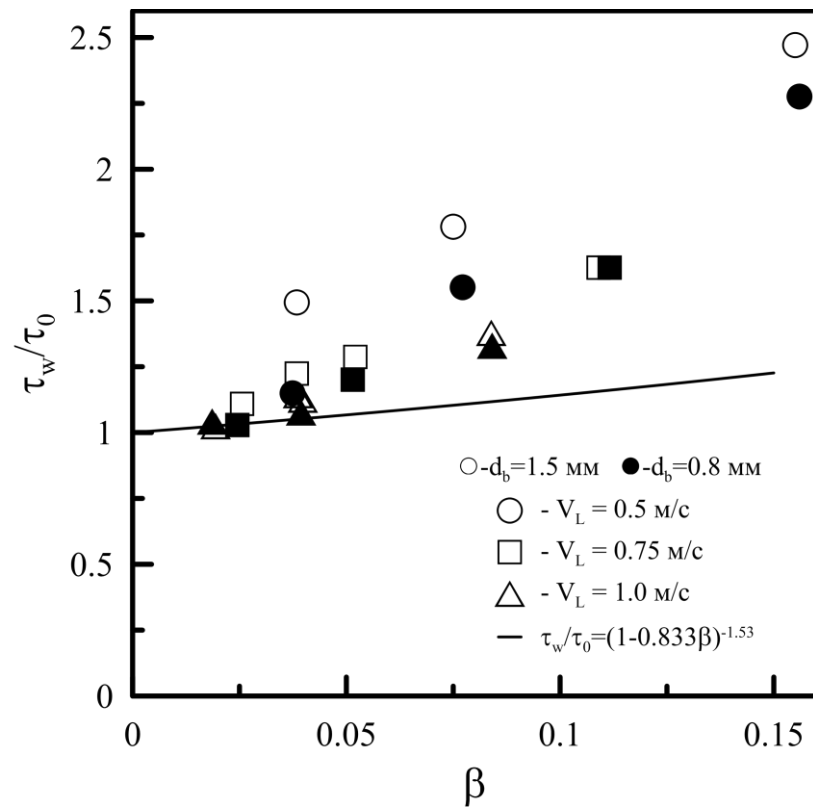


Рис. 3.5. Среднее по углу трение на стенке.

Во всех режимах течения отношение $\tau_w/\tau_0 > 1$, так что трение на стенке в опускном двухфазном потоке всегда выше, чем трение в однофазном. Такая же тенденция наблюдалась в восходящем пузырьковом течении в вертикальной трубе (Накоряков и др. [134]). Прямое измерение трения в опускном двухфазном потоке было выполнено в работе Горелик и др. [144] для трубы диаметром 15 мм. Наблюдалось похожее увеличение трения по сравнению с однофазным потоком. В настоящих экспериментах отношение τ_w/τ_0 выше, чем величина, рассчитанная по формуле Арманда [151]:

$$\tau_w/\tau_0 = (1 - 0.833\beta)^{-1.53}. \quad (3.1)$$

Эта зависимость также показана на рис. 3.5. Интересно отметить, что размер газовых пузырей оказывает значительное влияние на трение на стенке. Величина τ_w увеличивается с ростом диаметра пузырей.

Расчет значения трения на стенке в опускном пузырьковом потоке выполнен в работе Clark и Flemmer [152]. На основе теории длины пути смешения предложена простая формула для расчета трения на стенке:

$$\tau_c/\tau_0 = (1 - \varepsilon)^{-1}[(1 - \varepsilon)^{-1} + BU_b\varepsilon/V_l]. \quad (3.2)$$

Здесь τ_c – расчетное трение на стенке, ε – расчетное газосодержание:

$$\varepsilon = \beta/(1 + U_b(1 - \beta)/V_l), \quad (3.3)$$

U_b – скорость всплытия газовых пузырей в покоящейся жидкости. Эмпирическая константа B для опускного течения бралась равной 21.81 (Clark и Flemmer [152]).

Было выполнено сравнение экспериментальных τ_w данных с расчетом τ_c по зависимости (3.2). Величины U_b рассчитывались по измеренным d_b по формуле из работы Wallis [153] для водопроводной воды. Результаты сравнения, представленные на рис. 3.6, демонстрируют приемлемое совпадение измеренных и рассчитанных величин. Расхождение не превышает 15%.

Важным вопросом в двухфазных потоках является стабилизация течения вдоль канала. Для проверки стабилизации течения были проведены одновременные измерения трения в двух участках трубы, отстоящих друг от друга на 1.04 м. Эти измерения проводились в измерительных секциях 9 и 10 (рис. 3.1). Сравнение величин трения на стенке, полученных в обеих секциях

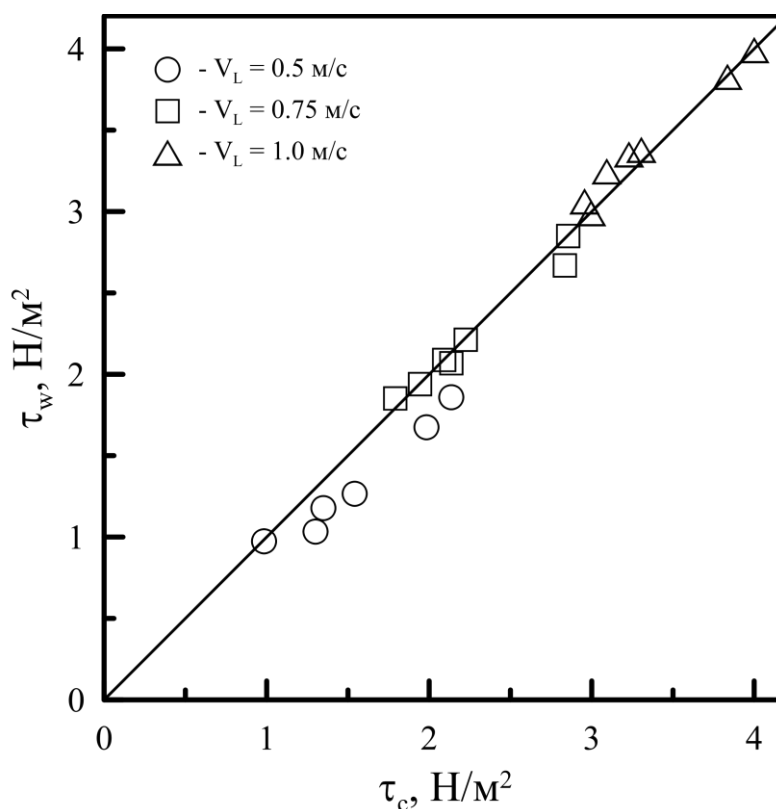


Рис. 3.6. Расчет трения.

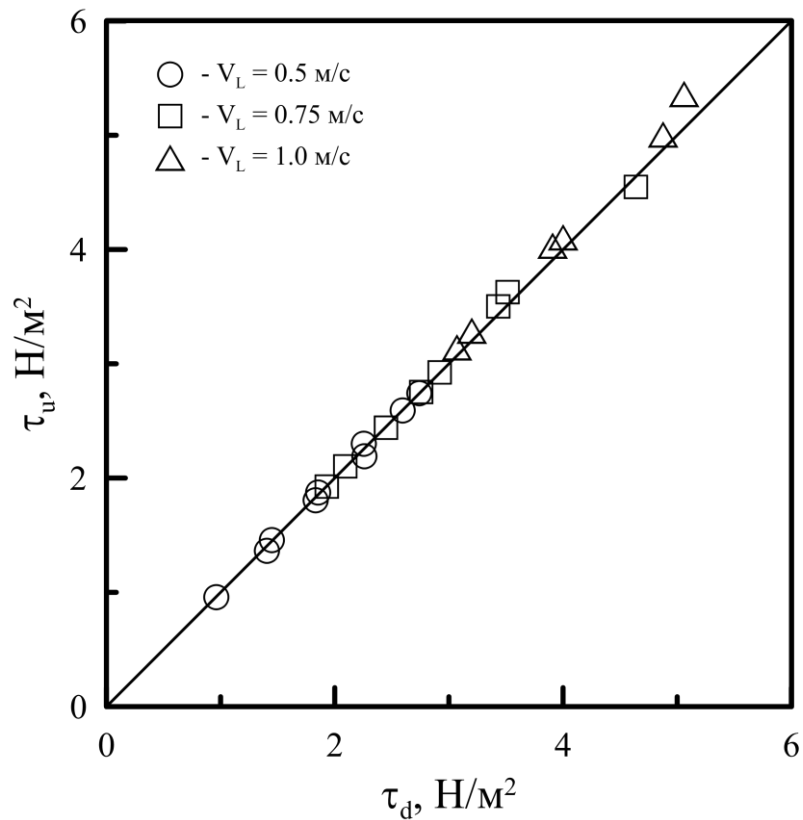


Рис. 3.7. Стабилизация течения.

канала, представлено на рис. 3.7. Результаты для верхнего τ_u и нижнего τ_d участков совпадают с точностью 5%, что в пределах погрешности измерений. Таким образом, для всех исследованных режимных параметров, течение можно считать установившимся.

3.1.6. Локальное газосодержание

Профили локального газосодержания α измерялись для различных значений расходов жидкости и газа. Профили представлены на рис. 3.8÷3.10 для приведенных скоростей жидкости $V_l = 0.5, 0.75$ и 1.0 м/с, соответственно, y – расстояние от стенки. Представлены данные для двух диаметров пузырей. Все профили газосодержания демонстрируют нулевое значение α у стенки и довольно однородное распределение ненулевого значения в центральной части трубы. Область повышения α от нуля до значения в центре находится ближе к стенке при меньших значениях скорости жидкости. Влияние размера пузырей на распределение газосодержания на этих рисунках не сильно выражено. Сравнение

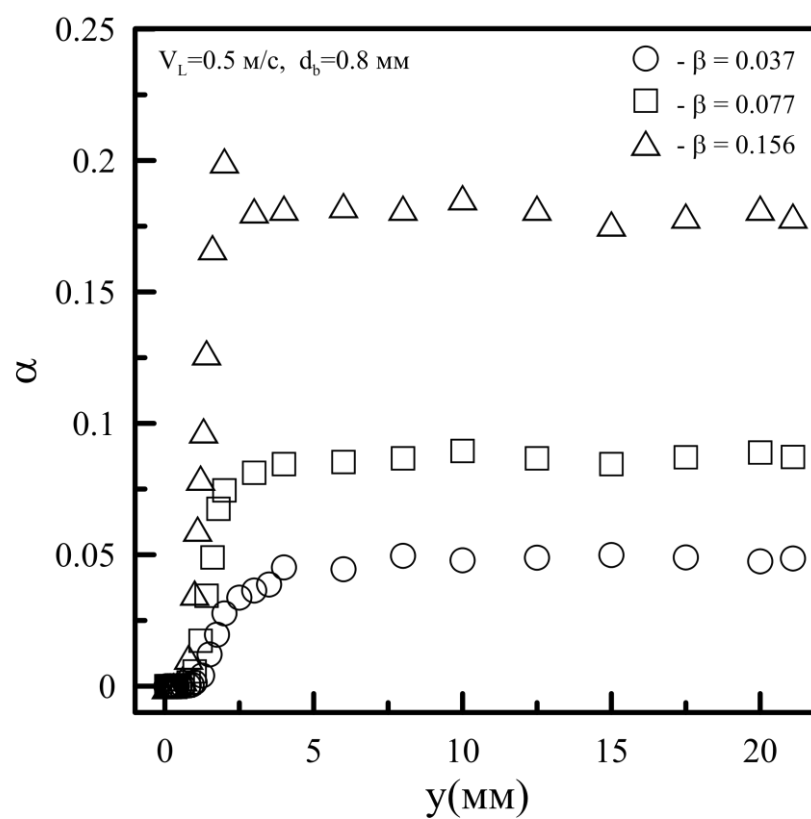
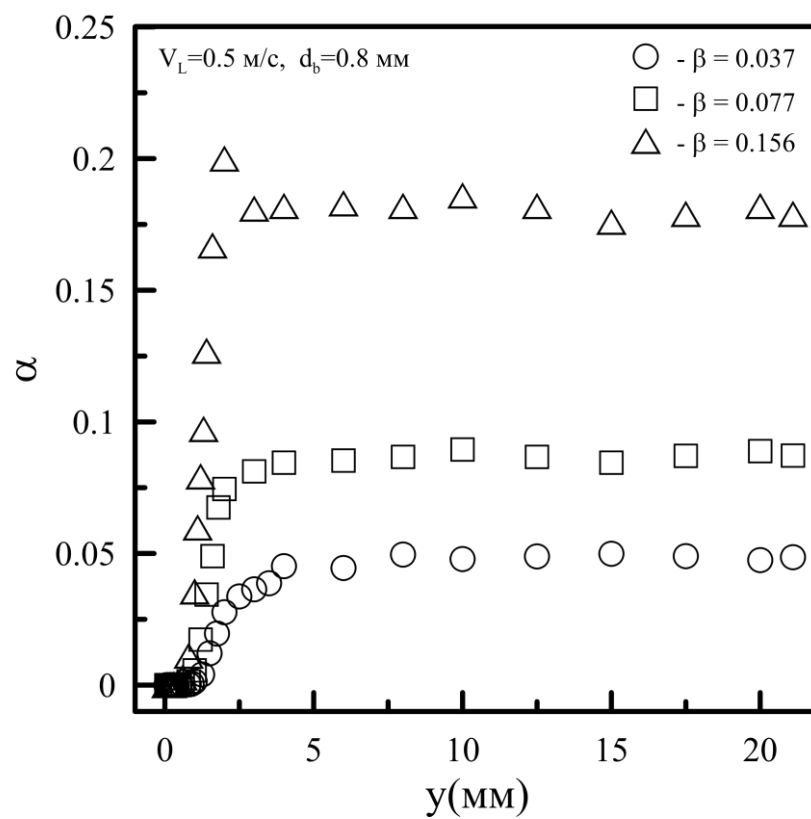


Рис. 3.8. Локальное газосодержание для $V_L = 0.5$ м/с.

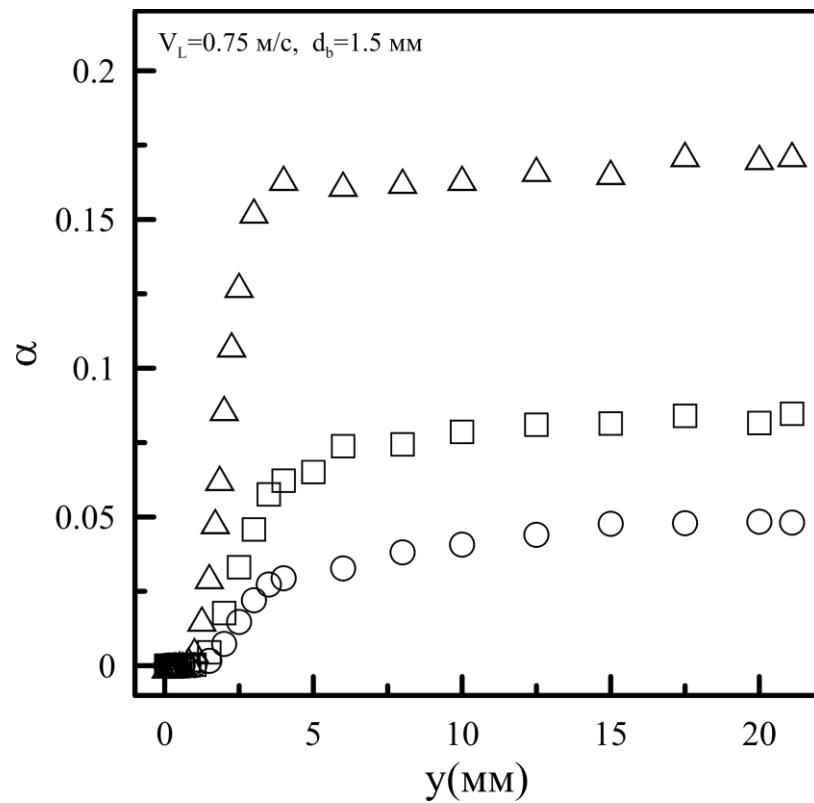
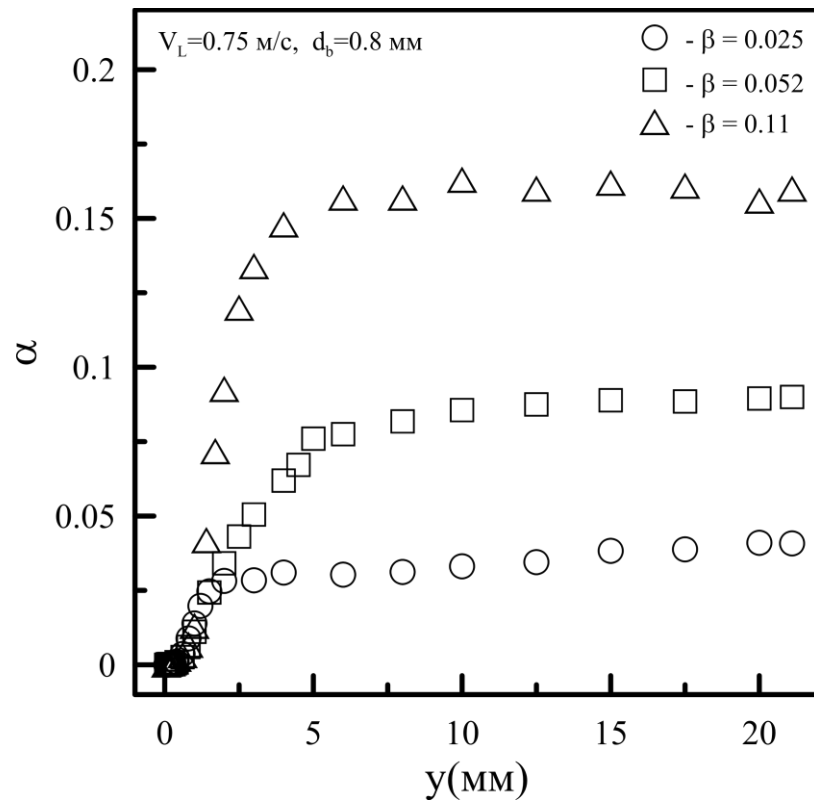


Рис. 3.9. Локальное газосодержание для $V_L = 0.75$ м/с.

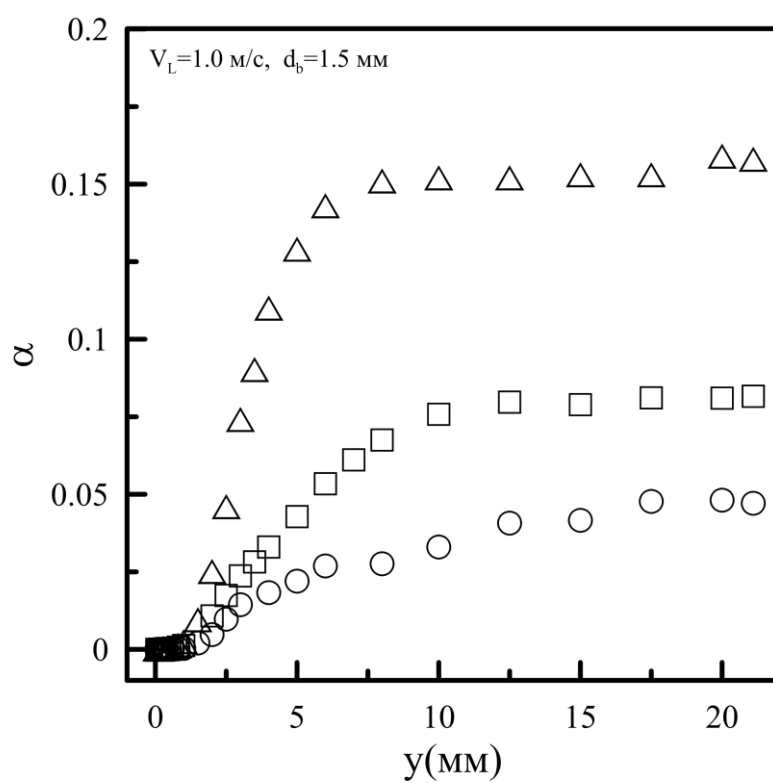
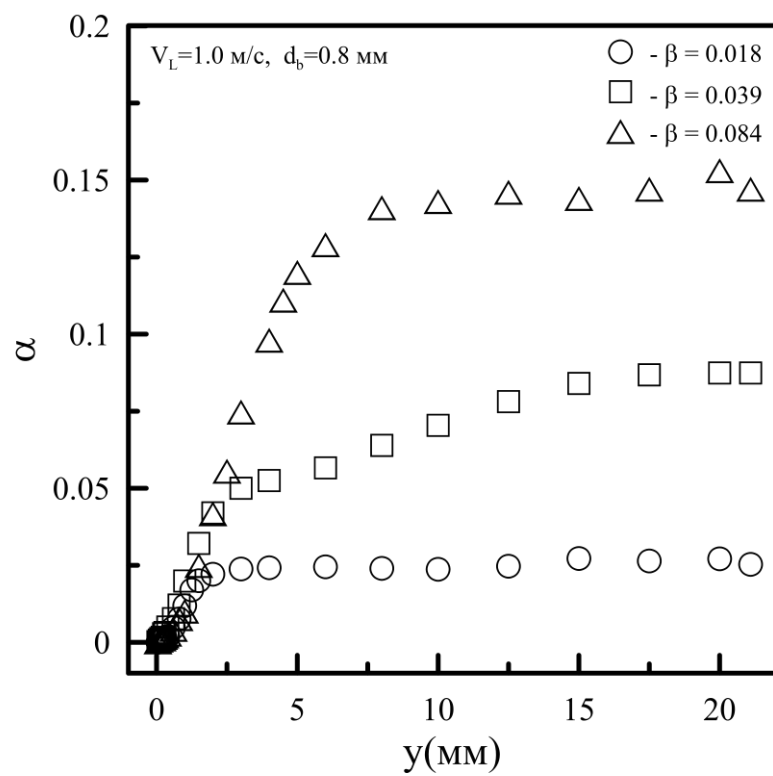


Рис. 3.10. Локальное газосодержание для $V_L = 1.0$ м/с.

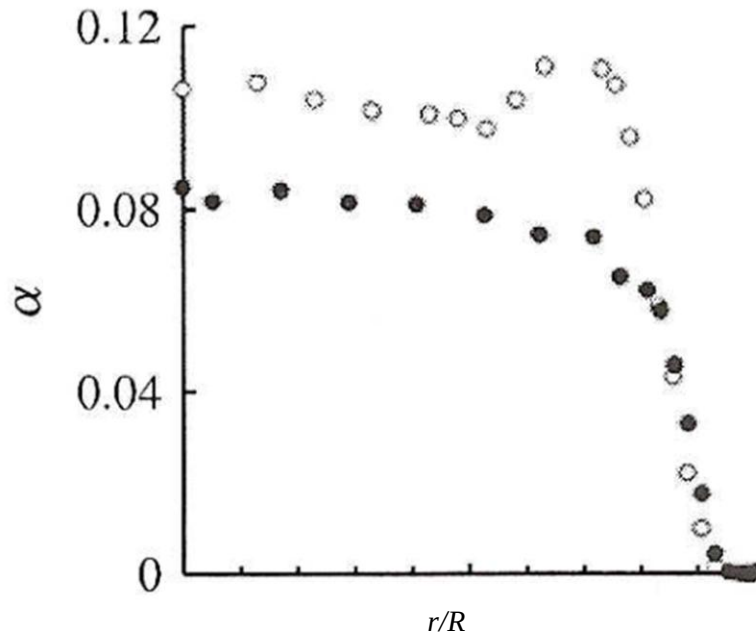


Рис. 3.11. Сравнение профилей газосодержания для $V_l=0.75$ м/с, $\beta=0.052$ (○ – данные работы [154], ● – данные текущей работы).

распределения локального газосодержания с результатами работы [154] (рис. 3.11) показывает качественное соответствие распределений. В пристенной зоне распределения довольно хорошо совпадают, в центральной части канала наблюдается небольшое отклонение распределений.

Влияние скорости жидкости на профили α ясно видно на рис. 3.12, где представлены данные для одной и той же приведенной скорости газа V_g и разных скоростей жидкости. При меньших V_l пузыри ближе подходят к стенке. Некое влияние размера пузырей на профили газосодержания на этом рисунке заметно, но оно меньше, чем влияние скорости жидкости.

Некоторые профили газосодержания при $V_l=0.5$ м/с демонстрируют небольшой локальный максимум α вблизи стенки. Данный эффект также отмечен в работе Ганчев и др. [141] для опускающих потоков с малой скоростью жидкости.

Типичные распределения локального газосодержания вблизи стенки приведены на рис. 3.13 и 3.14. Зависимость $\alpha(y)$ равна нулю до некоторого

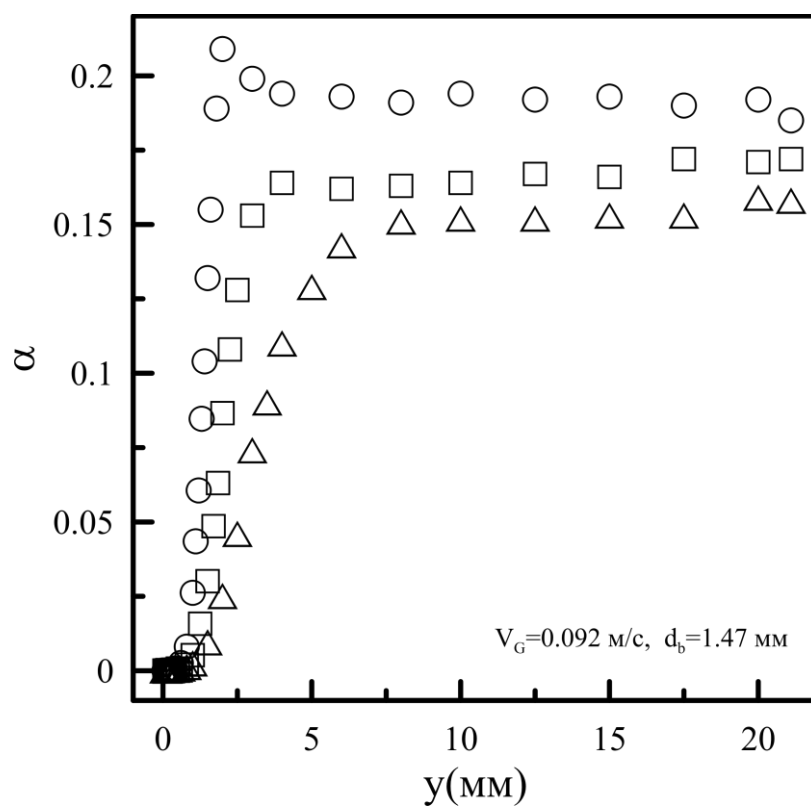
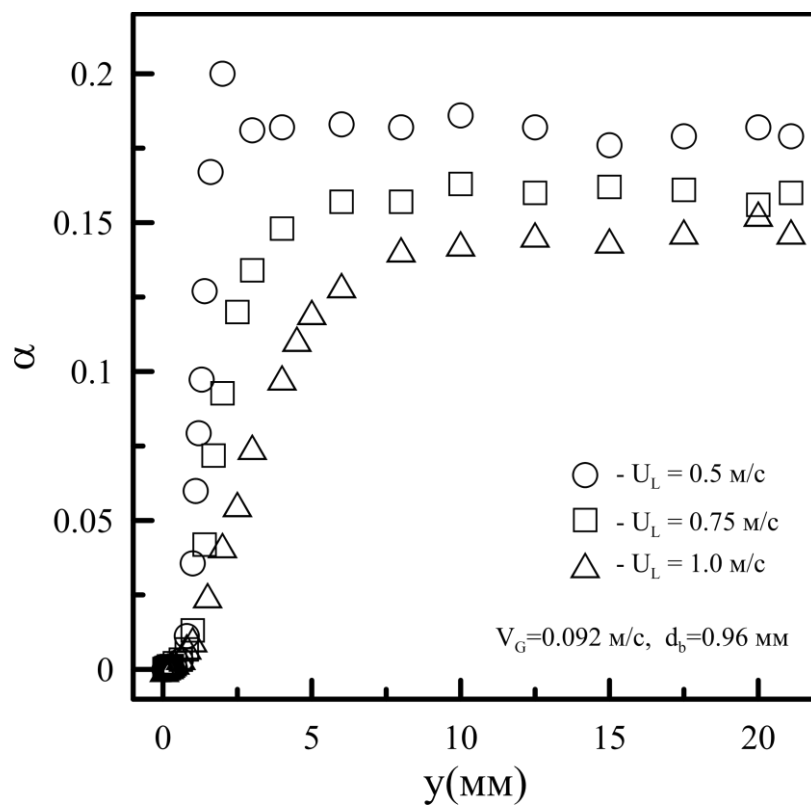


Рис. 3.12. Локальное газосодержание для $V_G = 0.092$ м/с.

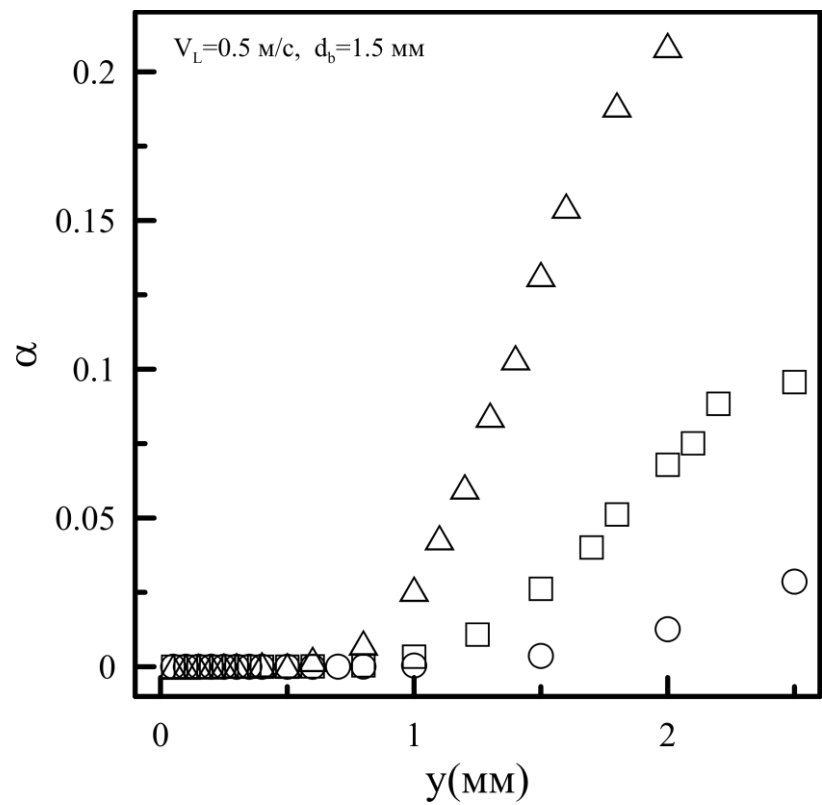
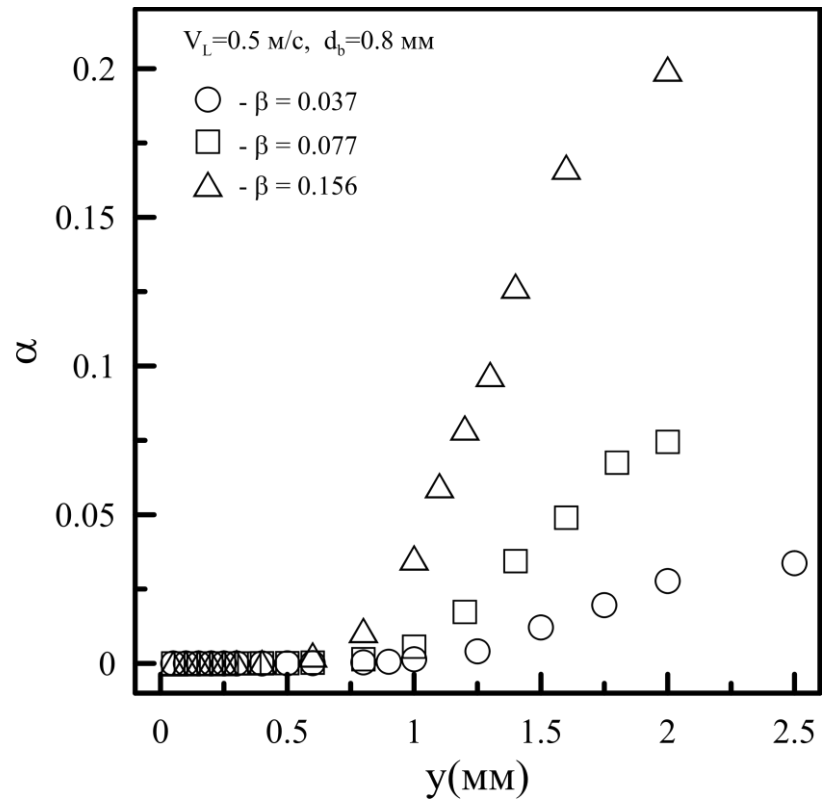


Рис. 3.13. Локальное газосодержание вблизи стенки для $V_L = 0.5 \text{ м/с}$.

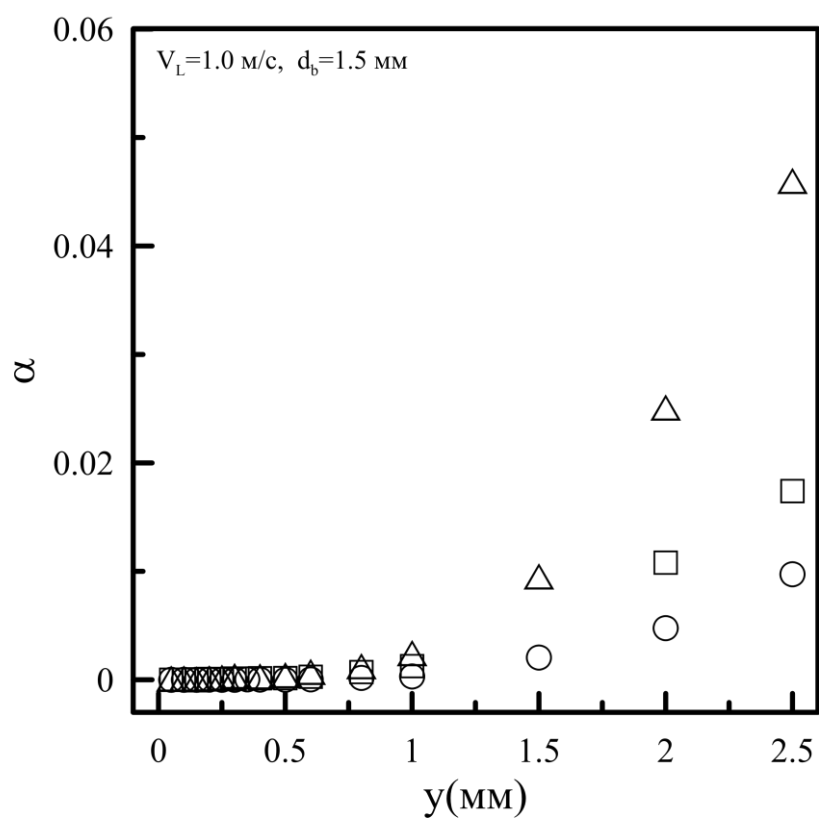
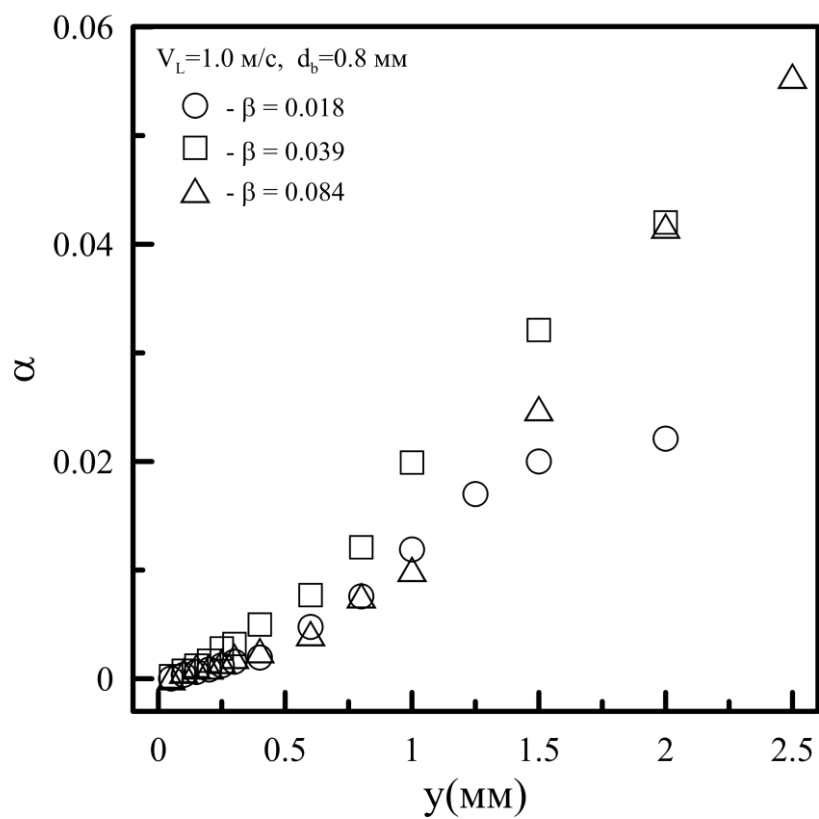


Рис. 3.14. Локальное газосодержание вблизи стенки для $V_L = 1.0 \text{ м/с}$.

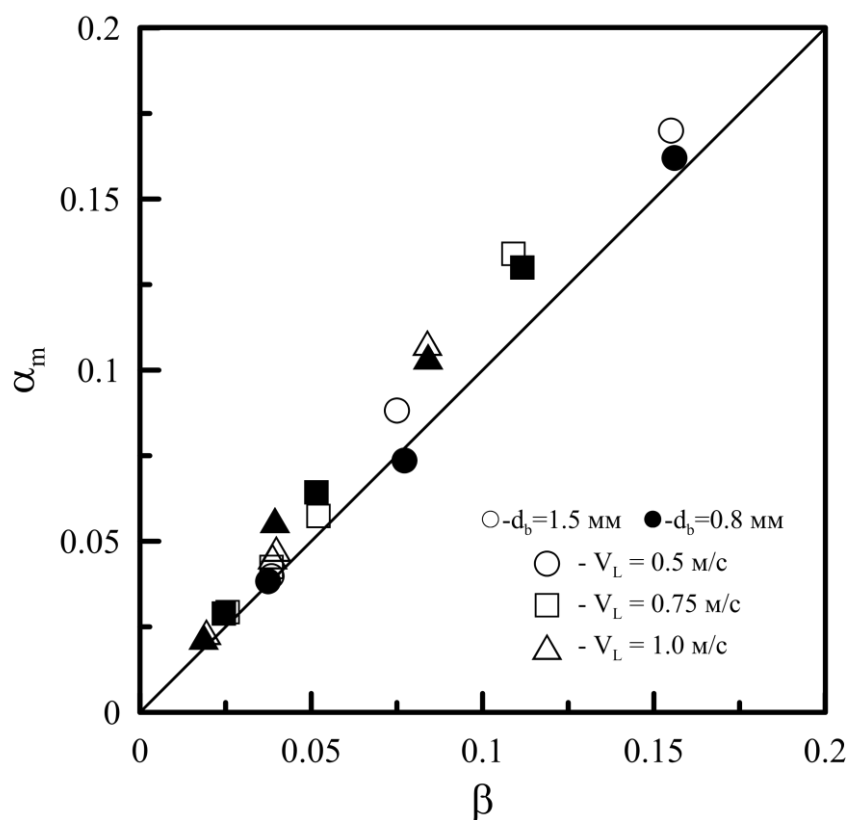


Рис. 3.15. Интеграл локального газосодержания.

расстояния от стенки. Это расстояние зависит от режимных параметров течения. Влияние размера пузырей на пристенное распределение газосодержания мало для $V_L=0.5$ м/с, но становится более выраженным для $V_L=1.0$ м/с. Более мелкие пузыри подходят ближе к стенке, так что область нулевого газосодержания не сильно выражена на рис. 3.14, а.

Были рассчитаны средние величины газосодержания α_m посредством осреднения профилей газосодержания по поперечному сечению трубы:

$$\alpha_m = \frac{2}{R^2} \int_0^R \alpha(r) r dr. \quad (3.4)$$

Здесь R – радиус трубы. Значения α_m для различных режимов течения представлены в табл. 3.1. Эти величины также представлены на рис. 3.15 в зависимости от объемного расходного газосодержания β . Почти во всех условиях $\alpha_m > \beta$. Такое поведение соответствует результатам работы Ганчев и др. [141].

3.1.7. Локальная скорость жидкости

На рис. 3.16÷3.18 представлены измеренные профили локальной скорости жидкости u . Здесь u_l – скорость жидкости в центре трубы. На рисунках также представлены профили скорости для однофазного потока (профили $\beta = 0$). Во всех режимах течения профили скорости жидкости для двухфазного потока более заполнены по сравнению с однофазными. Похожая тенденция отмечалась в работах Накоряков и др. [134], Serizawa и др. [17]. Отмечено некоторое влияние размера пузырей: деформация профиля скорости слегка больше для крупных пузырей. Однако наибольшее влияние на распределение скорости оказывает приведенная скорость жидкости и объемное расходное газосодержание. При $V_l=0.5$ м/с и больших β профиль скорости жидкости почти полностью выположен в центральной части трубы. Вблизи стенки присутствует небольшой локальный максимум скорости. Подобные максимумы были отмечены в работах Ганчев, Пересадько [142] и Wang et al. [143]. Сравнение измеренных профилей скорости с результатами работы Colin и др. [154] показывает удовлетворительное совпадение (рис. 3.19). Увеличение расходного газосодержания приводит к большему градиенту скорости вблизи стенки и, следовательно, к большему трению на стенке (рис. 3.5). Влияние приведенной скорости жидкости на форму профилей скорости ясно видно на рис. 3.20, где приведены данные для различных значений V_l и одинаковых β и d_b .

Осредненные по поперечному сечению трубы значения скорости жидкости V_m рассчитывались из интегрирования профилей скорости:

$$V_m = \frac{2}{R^2} \int_0^R u(r)(1 - \alpha)rdr. \quad (3.5)$$

Значения V_m представлены в табл. 3.1. Отклонение V_m от приведенной скорости жидкости V_l не превосходит 5.5% для $V_l = 0.75$ и 1 м/с, что близко к погрешности измерений. Для $V_l=0.5$ м/с расхождение между V_m и V_l было от 9% до 15% (для больших значений β). Эта разница, больше погрешности эксперимента, вероятно,

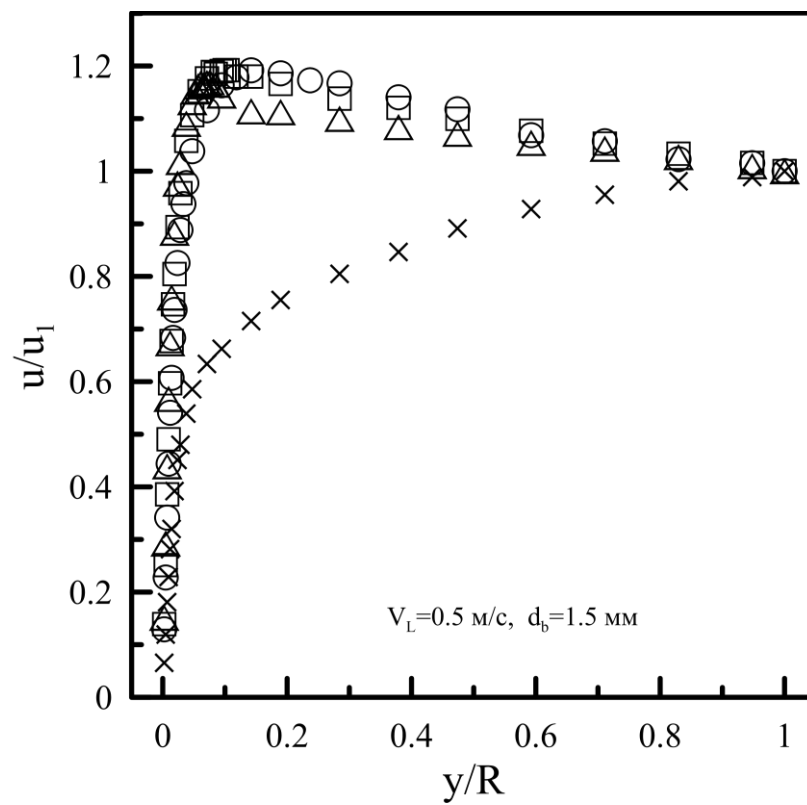
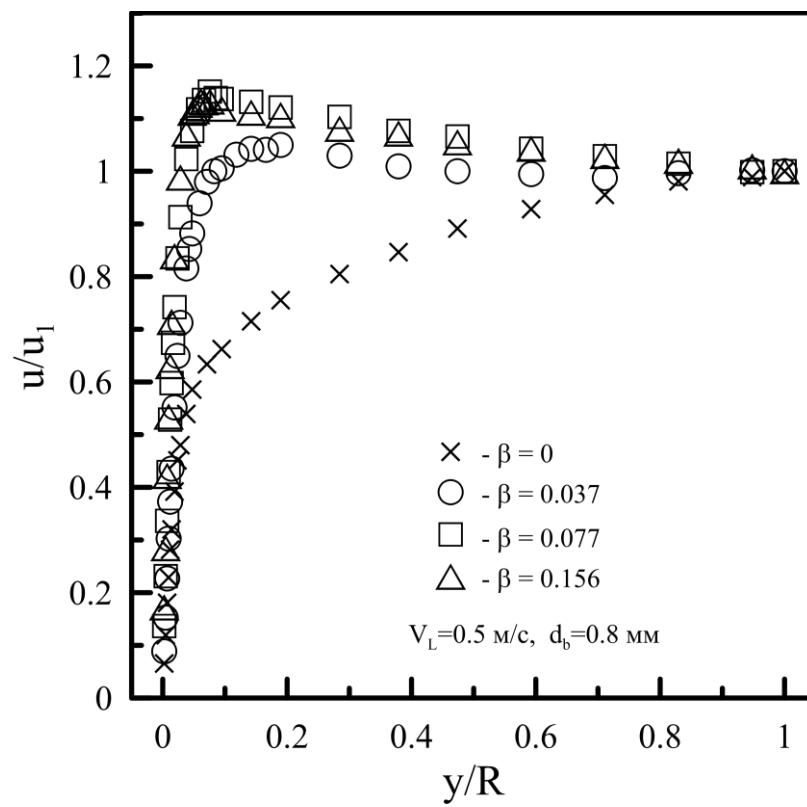


Рис. 3.16. Профили скорости жидкости для $V_l = 0.5 \text{ м/с}$.

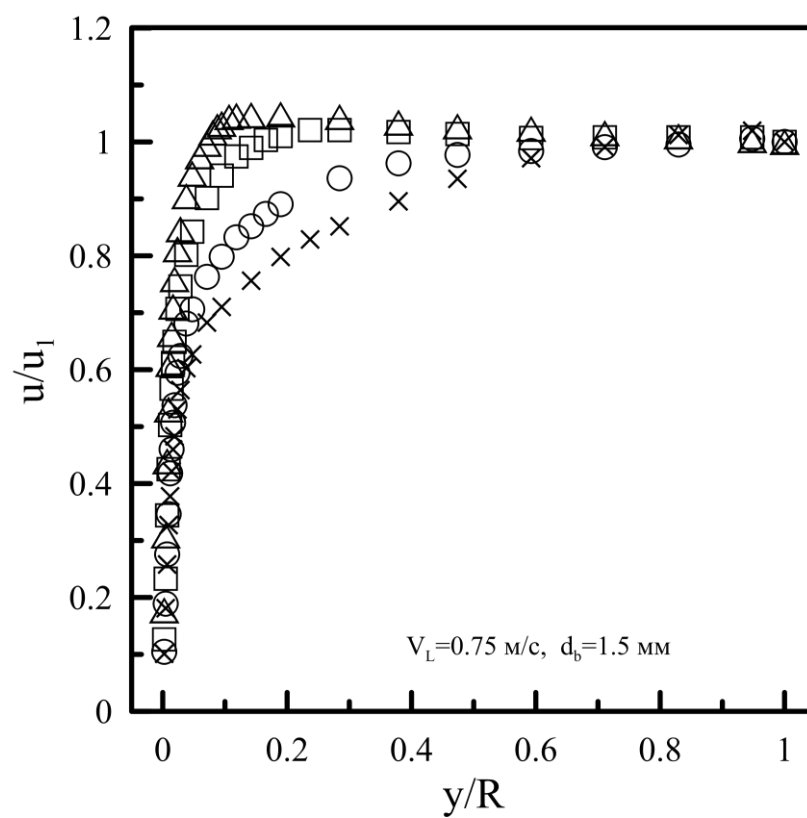
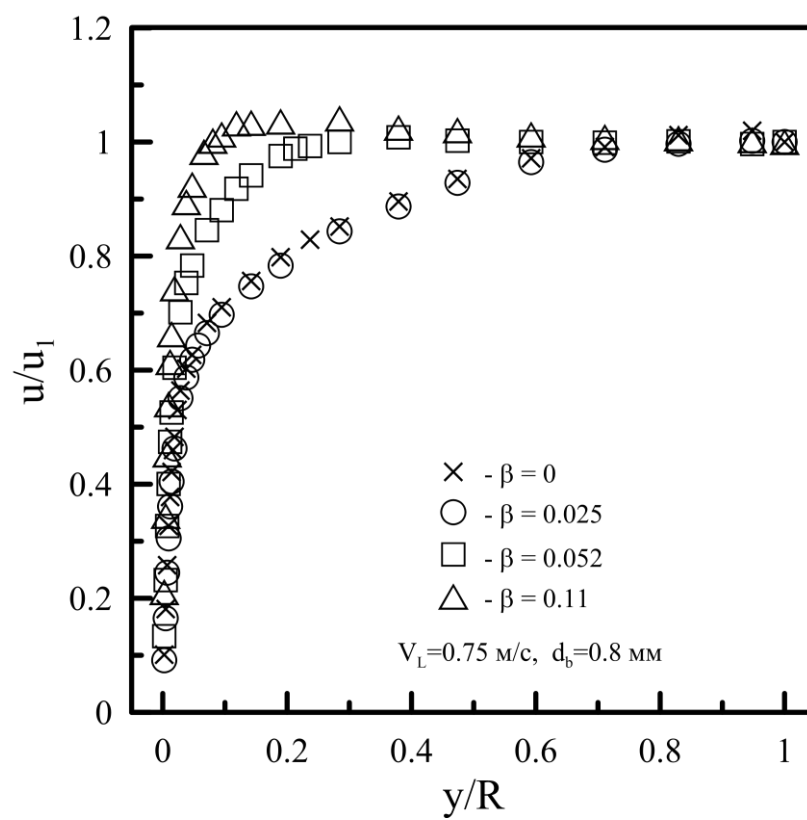


Рис. 3.17. Профили скорости жидкости для $V_L = 0.75 \text{ м/с}$.

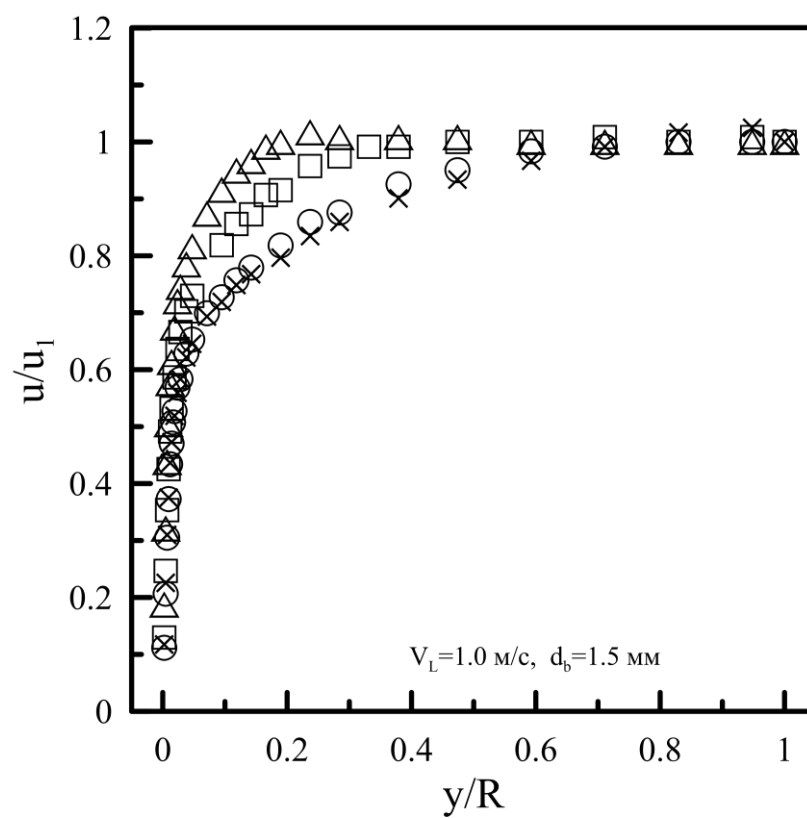
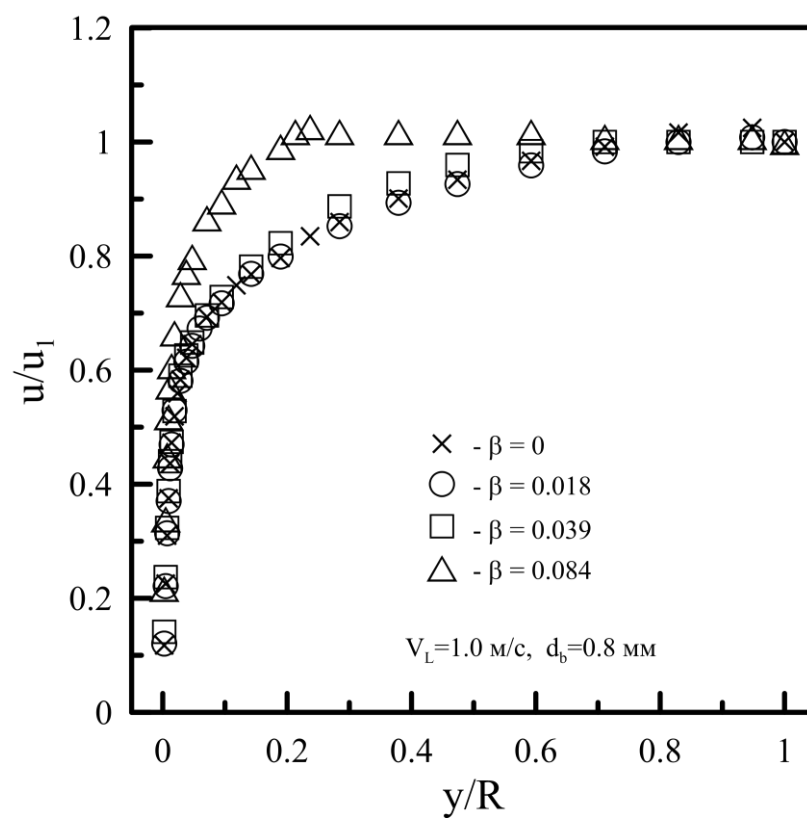


Рис. 3.18. Профили скорости жидкости для $V_l = 1.0$ м/с.

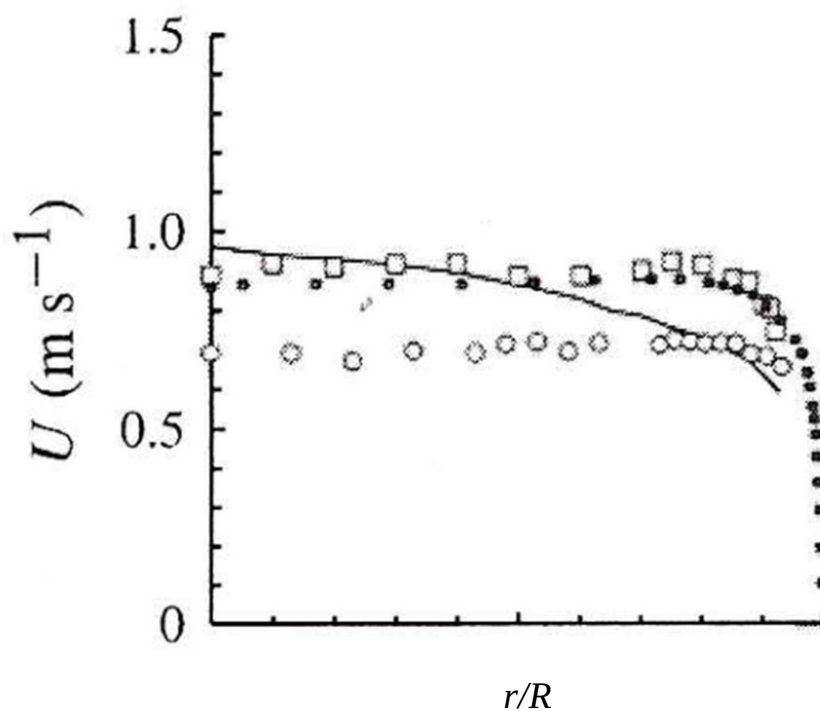


Рис. 3.19. Сравнение профилей скорости для $V_l=0.75$ м/с, $\beta=0.052$ (□ – данные работы [154], ● – данные текущей работы).

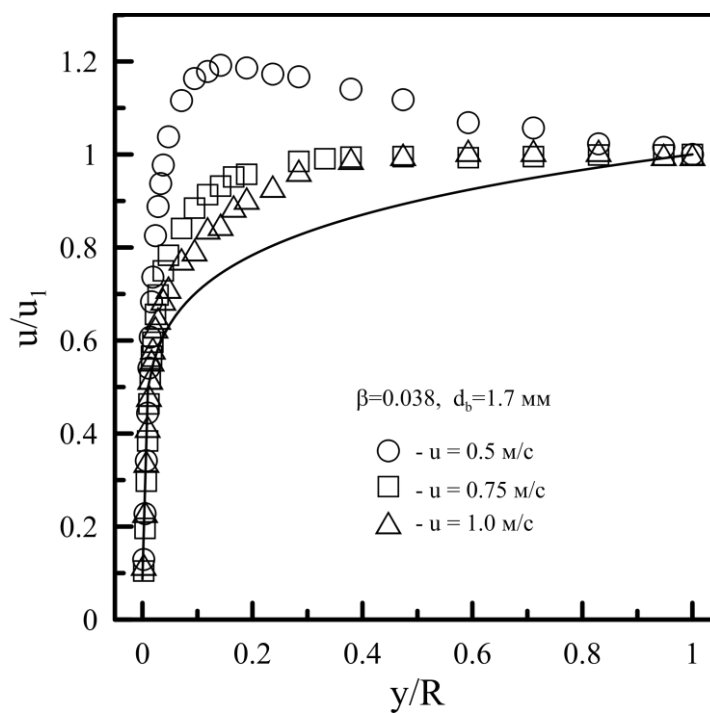


Рис. 3.20. Влияние расхода на профили скорости жидкости.

возникает из-за асимметрии течения, которая больше при малых расходах жидкости (см. рис. 3.4). Это отклонение находится в пределах отклонений трения на стенке в распределении по углу от среднего значения.

3.1.8. Структура течения вблизи стенки

На рисунках 3.21÷3.23 профили скорости жидкости представлены в универсальных полулогарифмических координатах u/u_τ от yu_τ/ν . Здесь $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ – динамическая скорость, где τ_w – измеренное трение на стенке в двухфазном потоке, ρ и ν – плотность и вязкость жидкости. Сплошные линии на рисунках – соответствующие однофазные зависимости для вязкого подслоя и турбулентного ядра (Шлихтинг [128]). Результаты довольно хорошо совпадают с однофазными зависимостями. При $V_l \geq 0.75$ м/с профиль скорости совпадает с однофазным распределением до координаты yu_τ/ν примерно 200. Для $V_l = 0.5$ м/с совпадение соблюдается до координат yu_τ/ν от 50 до 70. На больших расстояниях от стенки происходит отклонение от однофазного распределения, вызванное выполаживанием профиля скорости.

Измерения скорости жидкости, выполненные в работах Moursali и др. [155] и Накоряков, Кашинский [156], также демонстрируют значительное отклонение двухфазных профилей от однофазных. Это вызвано присутствием пика газосодержания вблизи стенки в восходящем потоке. В опускном течении, напротив, пузыри не подходят близко к стенке. Вследствие этого, течение в пристенной зоне с хорошей точностью подчиняется однофазному закону. Соблюдение универсального профиля скорости в газожидкостном течении является важным предположением, которое используется в теоретических моделях для описания течения вблизи стенки (см. Marie [157]).

На рисунках 3.24 и 3.25 профили локального газосодержания представлены в универсальных полулогарифмических координатах. Область нулевого газосодержания простирается до $yu_\tau/\nu=50$ для $V_l=0.5$ м/с и до $yu_\tau/\nu=100$ для $V_l=1.0$ м/с для пузырей диаметра 1.5 мм. Влияние размера газовых пузырей ясно

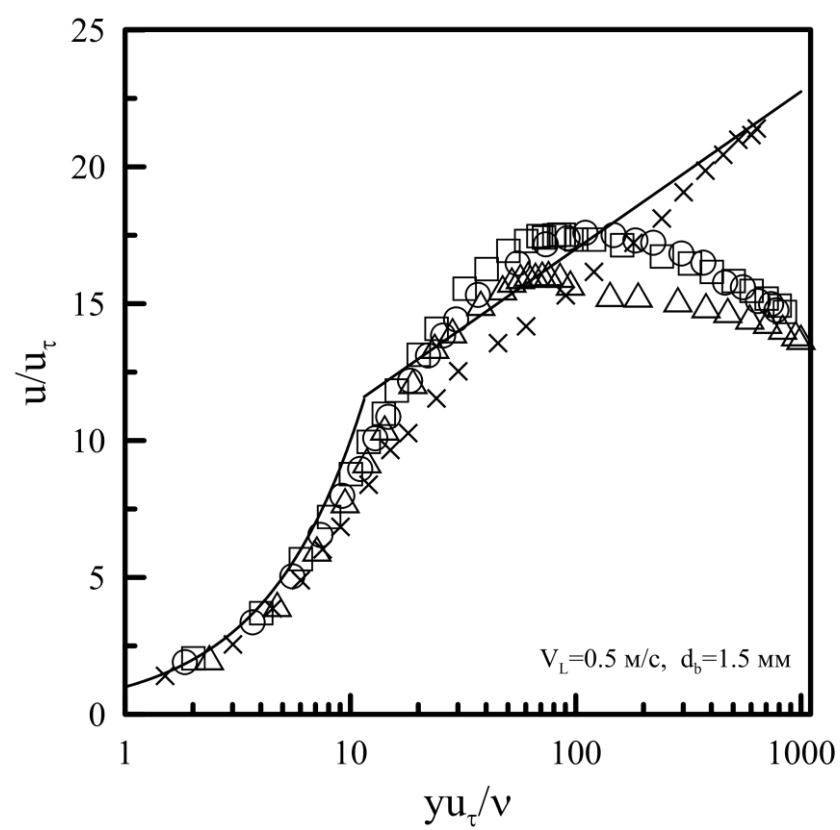
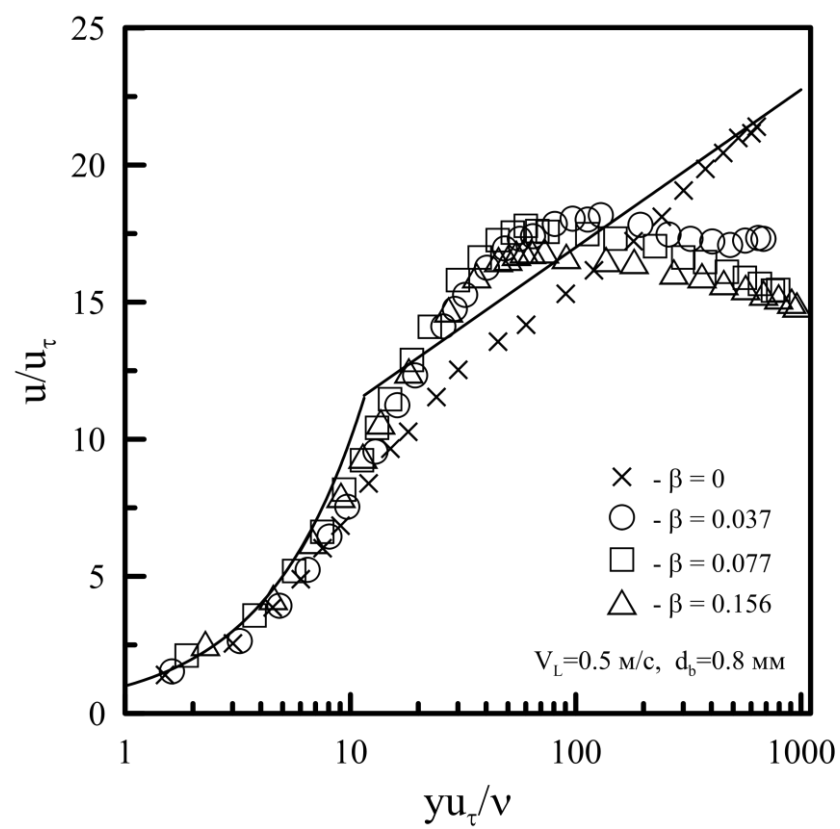


Рис. 3.21. Универсальные профили скорости жидкости для $V_L = 0.5$ м/с.

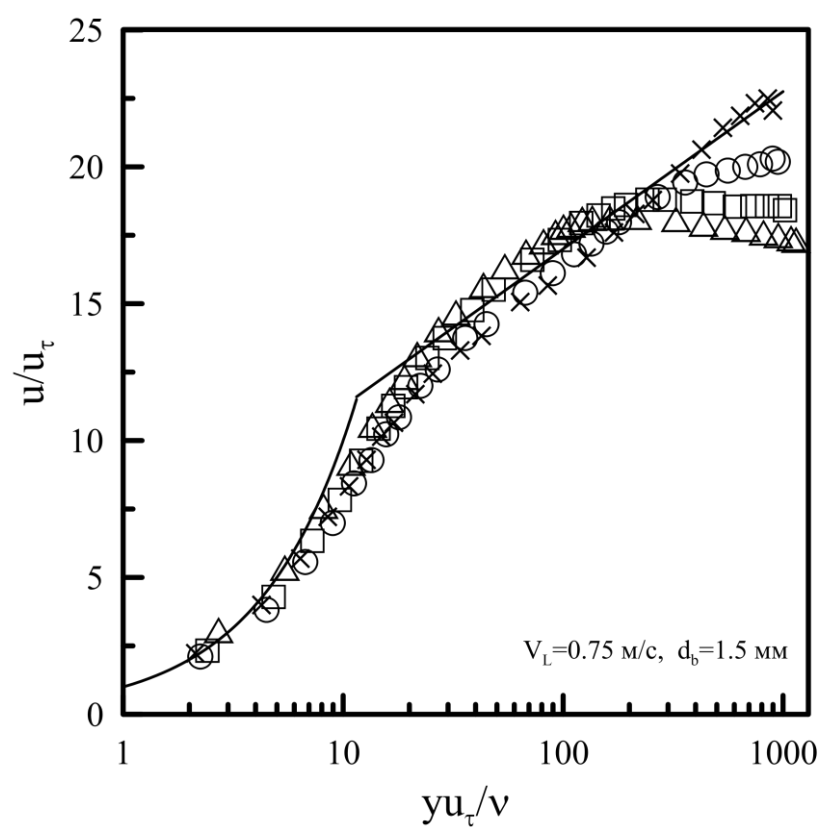
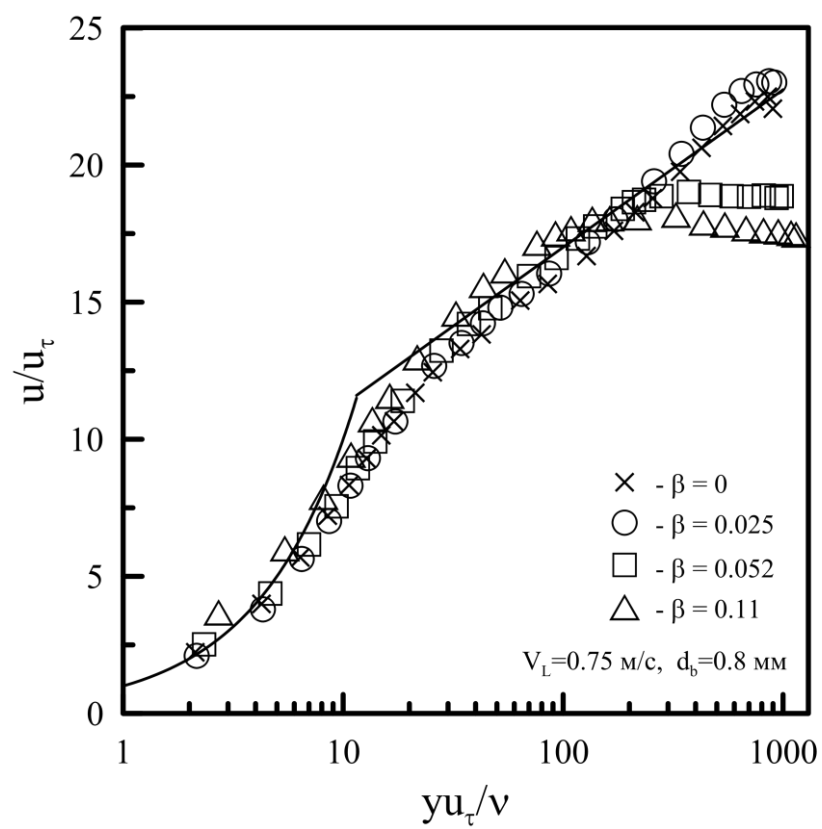


Рис. 3.22. Универсальные профили скорости жидкости для $V_L = 0.75$ м/с.

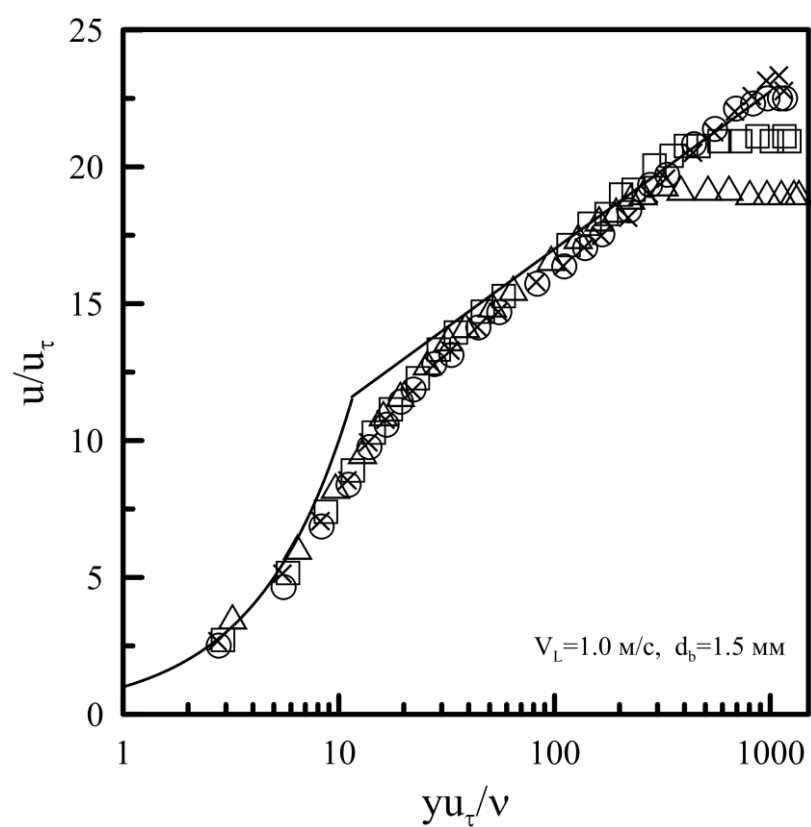
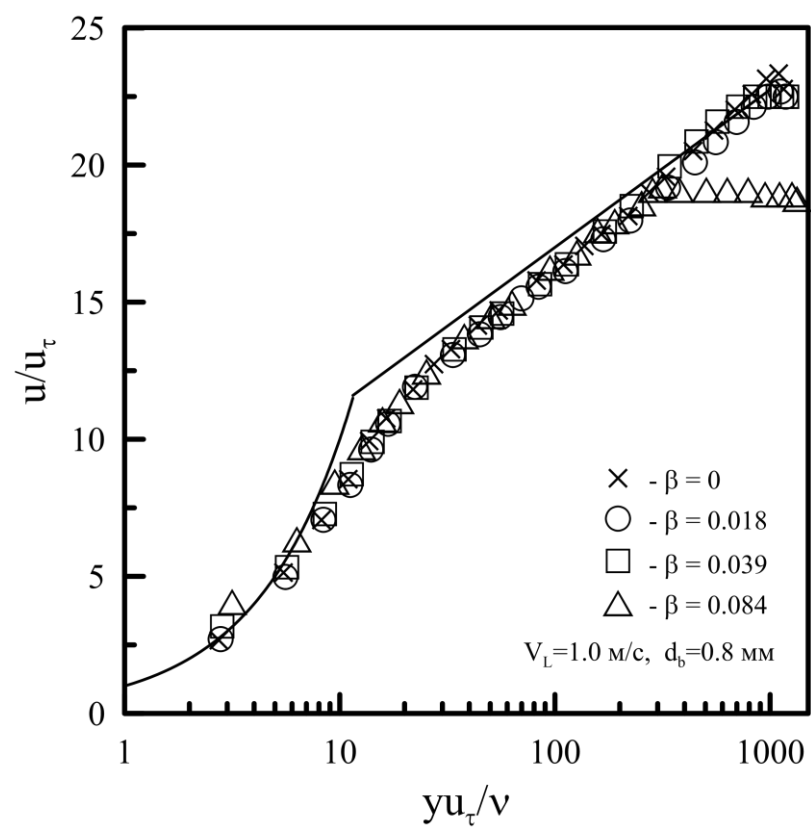


Рис. 3.23. Универсальные профили скорости жидкости для $V_L = 1.0$ м/с.

видно при $V_l=1.0$ м/с и $\beta=0.02$ (рис. 3.24). Для более высоких β этот эффект становится меньше.

Из профилей скорости жидкости (рис. 3.21÷3.23) также можно увидеть, что опускном пузырьковом течении присутствует «вязкий подслой», по крайней мере, до безразмерного расстояния от стенки 10. В то время как, в восходящих пузырьковых потоках с выраженным пиком газосодержания у стенки (Накоряков и Кашинский [156]) «вязкого подслоя» нет. Представленные результаты демонстрируют, что измеренное трение на стенке (или динамическая скорость) является важным параметром для описания пристенной области течения. В данном случае нет необходимости использования «эффективного» трения на стенке, как, например, было сделано в работе Marie и др. [158] для восходящего пузырькового течения вдоль плоской пластины.

3.1.9. Пульсации скорости жидкости и трения на стенке

Присутствие в потоке газовой фазы, как правило, изменяет пульсационную структуру течения (Serizawa и др. [17], Michiyoshi и Serizawa [32]). Важным параметром, характеризующим пульсации течения вблизи стенки, являются пульсации трения на стенке τ'_w/τ_w , где τ'_w – среднеквадратичная интенсивность пульсаций трения на стенке. В однофазном потоке τ'_w/τ_w примерно одинакова для всех скоростей течения и равна $0.37\div 0.38$. Измерения в восходящем пузырьковом течении (Накоряков и др. [134]) продемонстрировали увеличение τ'_w/τ_w по сравнению с однофазным потоком. Результаты экспериментов в опускном течении представлены на рис. 3.26. Для $V_l=1$ м/с интенсивность пульсаций τ'_w/τ_w остается приблизительно такой же, как и в однофазном потоке ($\beta=0$). При меньших скоростях жидкости наблюдается уменьшение τ'_w/τ_w с ростом β . Это особенно выражено при $V_l=0.5$ м/с, значения τ'_w/τ_w уменьшаются до $0.23\div 0.25$. Этот результат демонстрирует существование механизма подавления турбулентности в опускном потоке. Хотя относительные величины τ'_w/τ_w меньше, чем в однофазном потоке, размерные значения τ'_w либо равны,

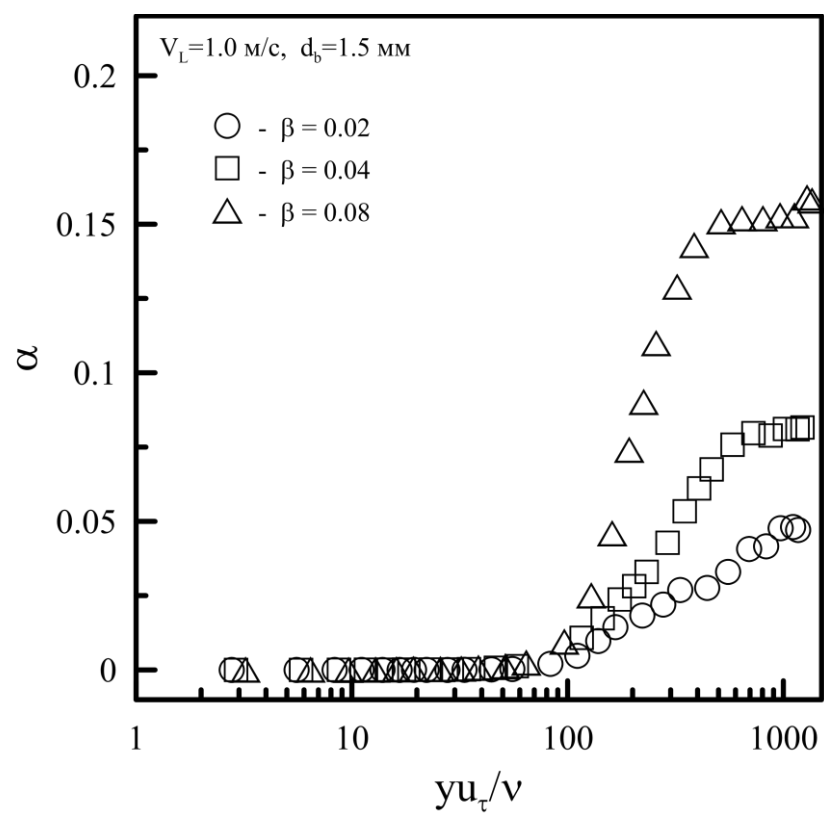
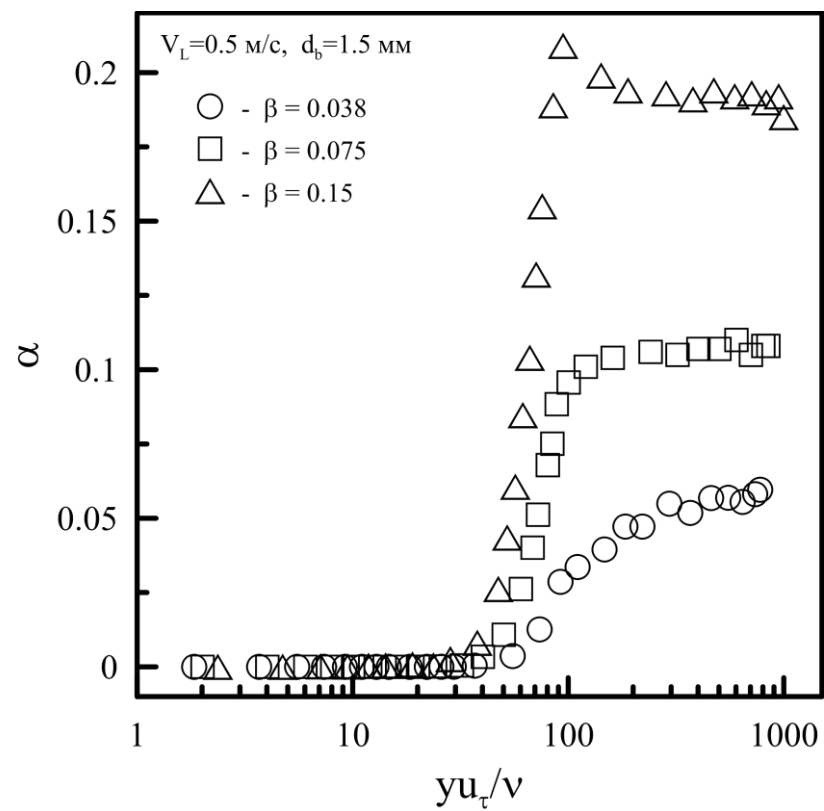


Рис. 3.24. Газосодержание в универсальных координатах для $d_b=1.5 \text{ мм}$.

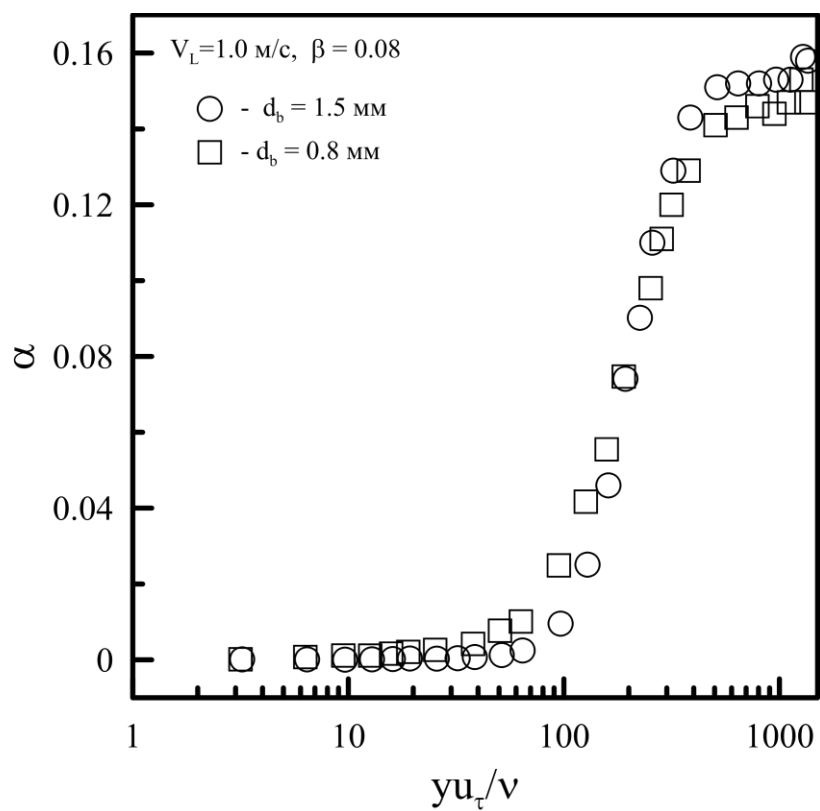
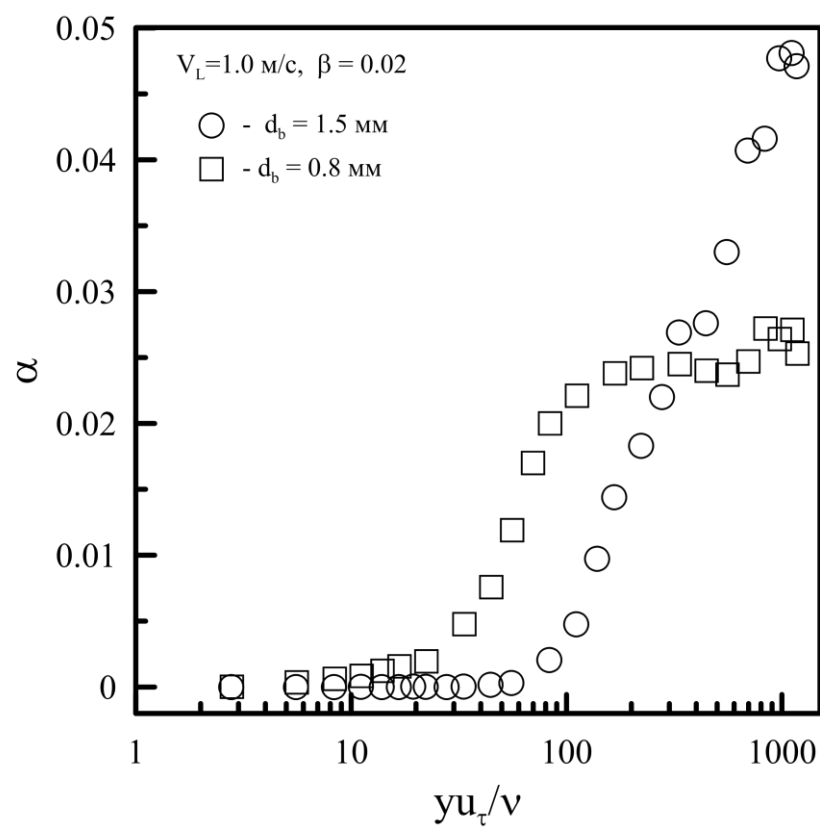


Рис. 3.25. Газосодержание в универсальных координатах для $V_L=1.0$ м/с.

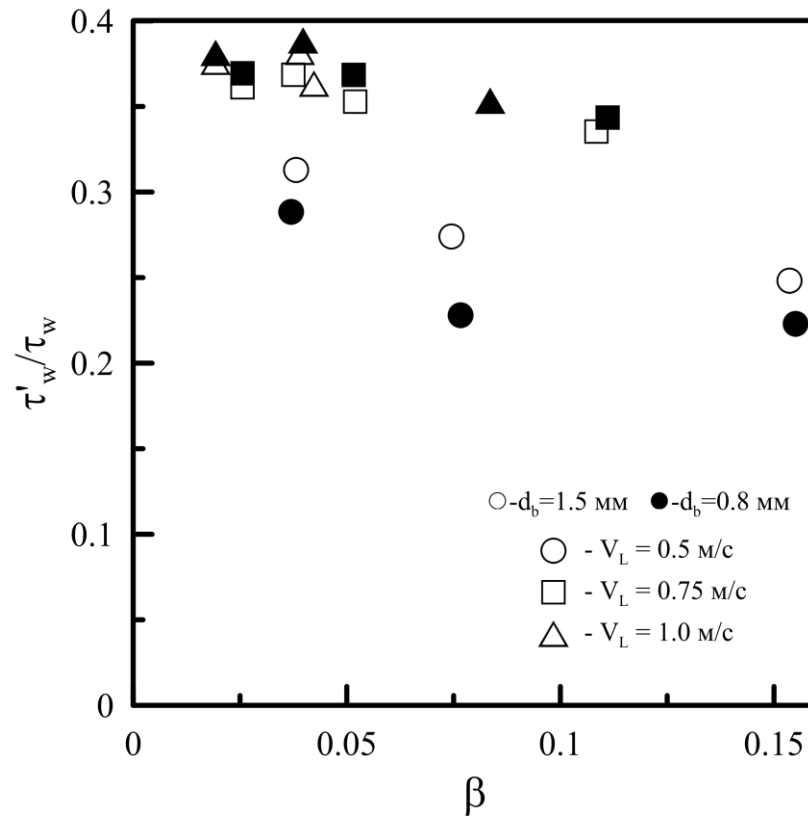


Рис. 3.26. Пульсации трения на стенке.

либо выше соответствующих значений в однофазном потоке, поскольку среднее трение на стенке в двухфазном потоке также увеличивается.

Относительная интенсивность пульсаций скорости жидкости u'/u_1 представлена на рис. 3.27÷3.29. Здесь u' – среднеквадратичные пульсации скорости жидкости, u_1 – скорость жидкости в центре трубы. В разных участках поперечного сечения трубы наблюдается различное поведение пульсаций. В центральной части трубы в двухфазном течении величина u'/u_1 выше, чем в однофазном потоке (профили с $\beta=0$), в частности при $V_L=0.5$ м/с. Это вызвано перемешиванием жидкости пузырями газа, движущимися относительно жидкости с определенной скоростью. Вблизи стенки величина u'/u_1 может быть как ниже, так и выше, чем в однофазном потоке. Похожий результат получен для опускного течения в работе Wang и др. [143].

На рисунках 3.30÷3.32 представлены пульсации скорости жидкости, нормализованные на динамическую скорость u_τ вместо скорости на оси трубы u_1 .

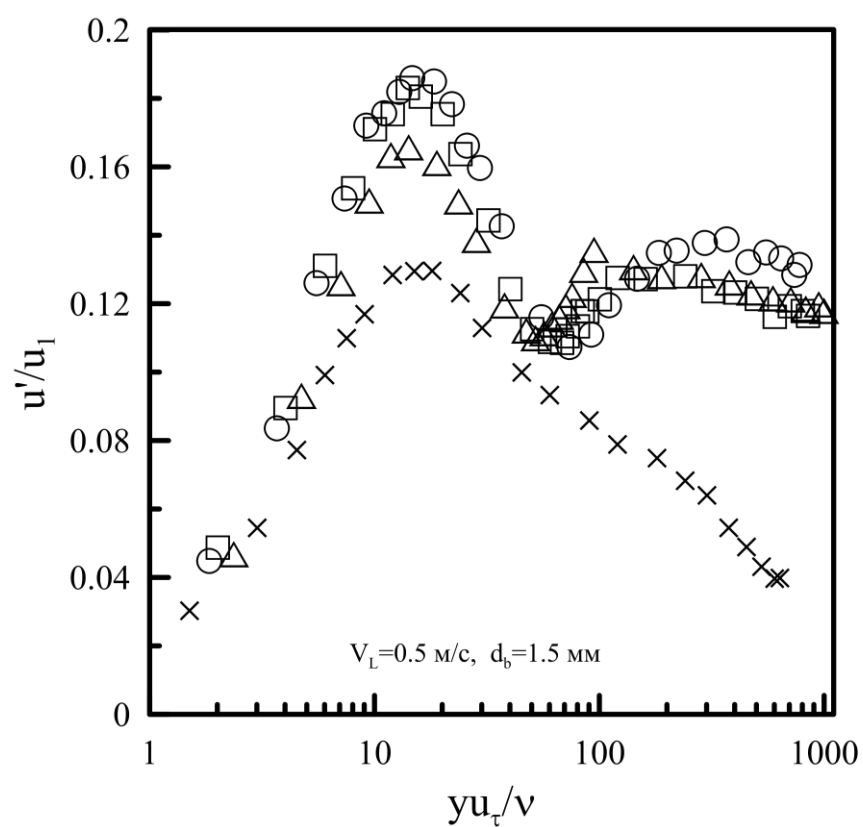
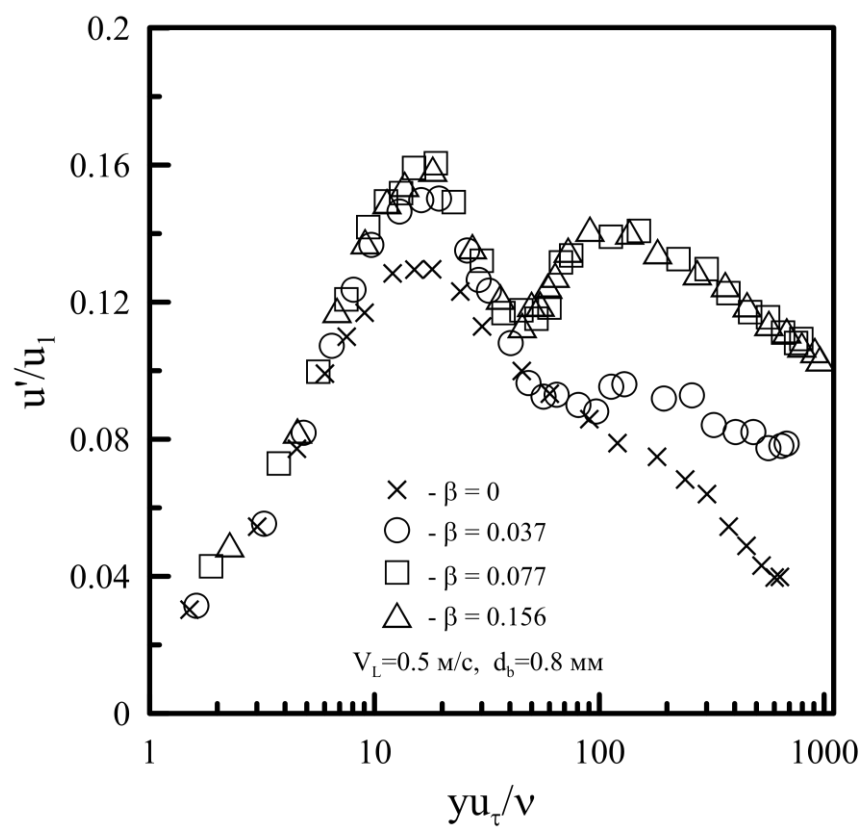


Рис. 3.27. Относительные пульсации скорости жидкости для $V_L = 0.5 \text{ м/с}$.

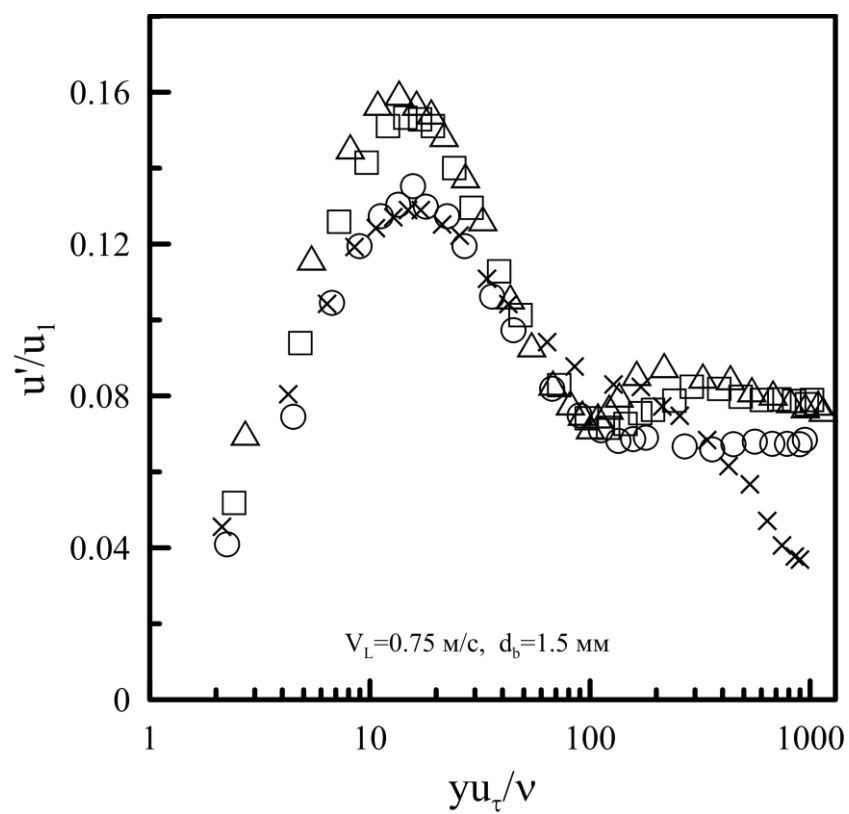
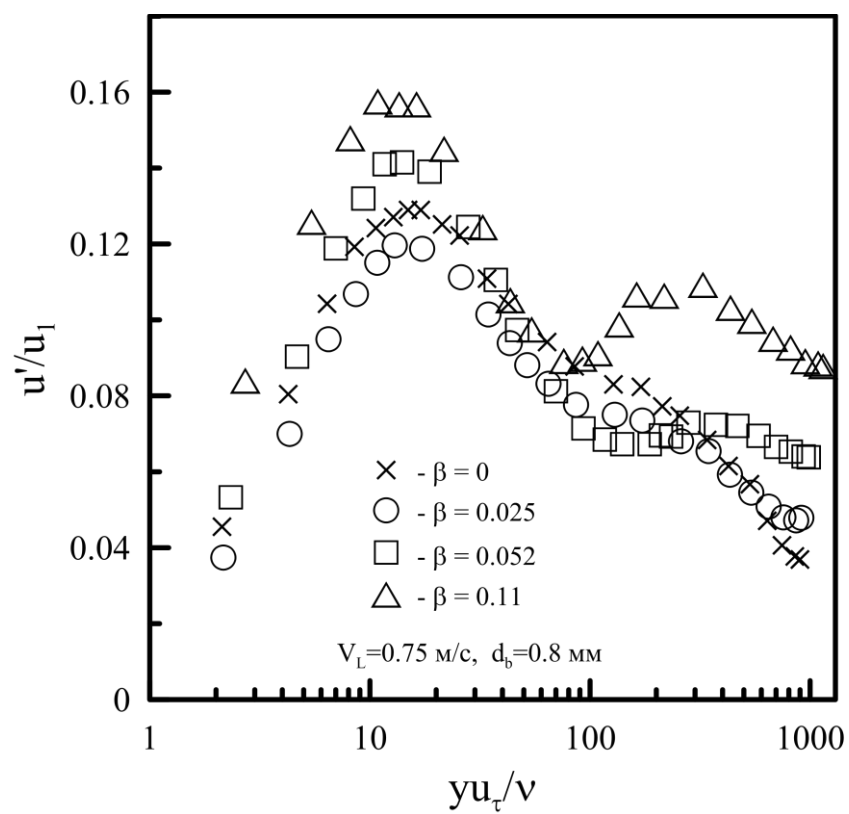


Рис. 3.28. Относительные пульсации скорости жидкости для $V_l = 0.75$ м/с.

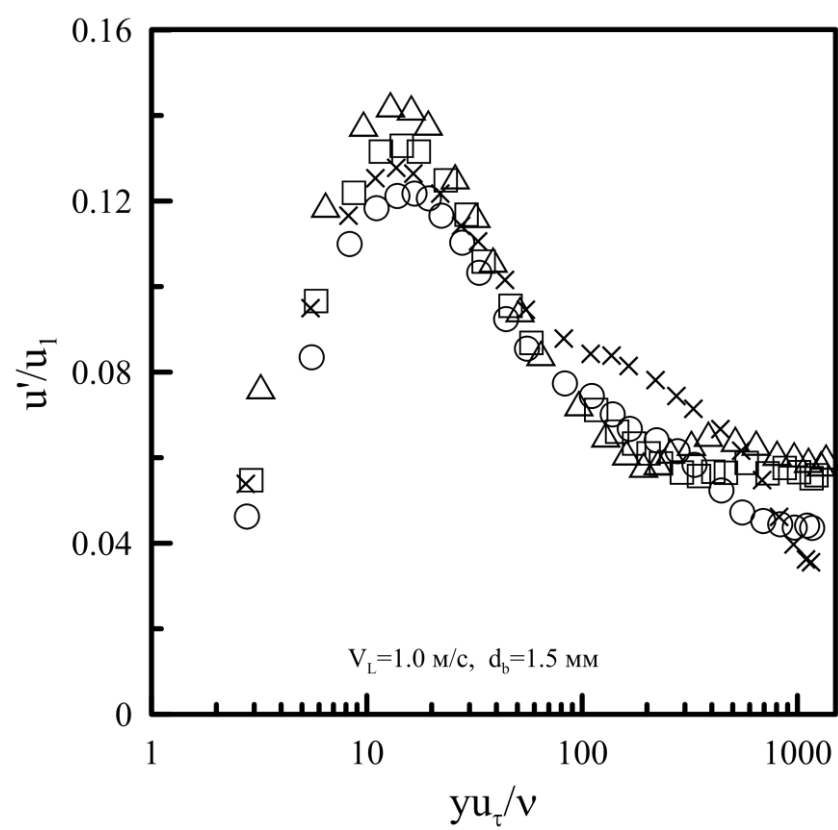
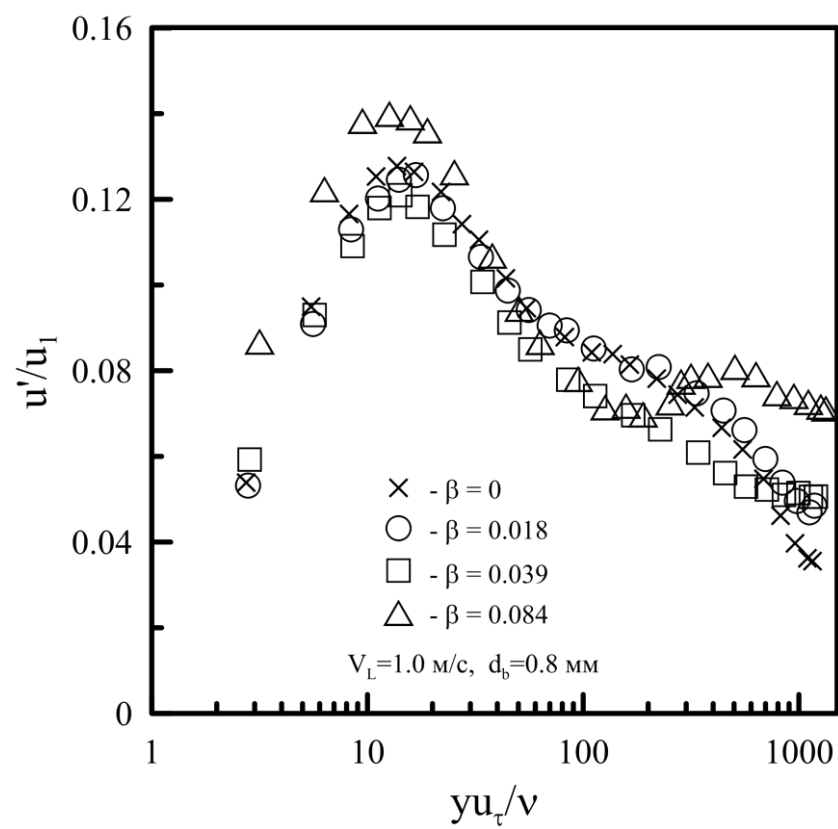


Рис. 3.29. Относительные пульсации скорости жидкости для $V_L = 1.0$ м/с.

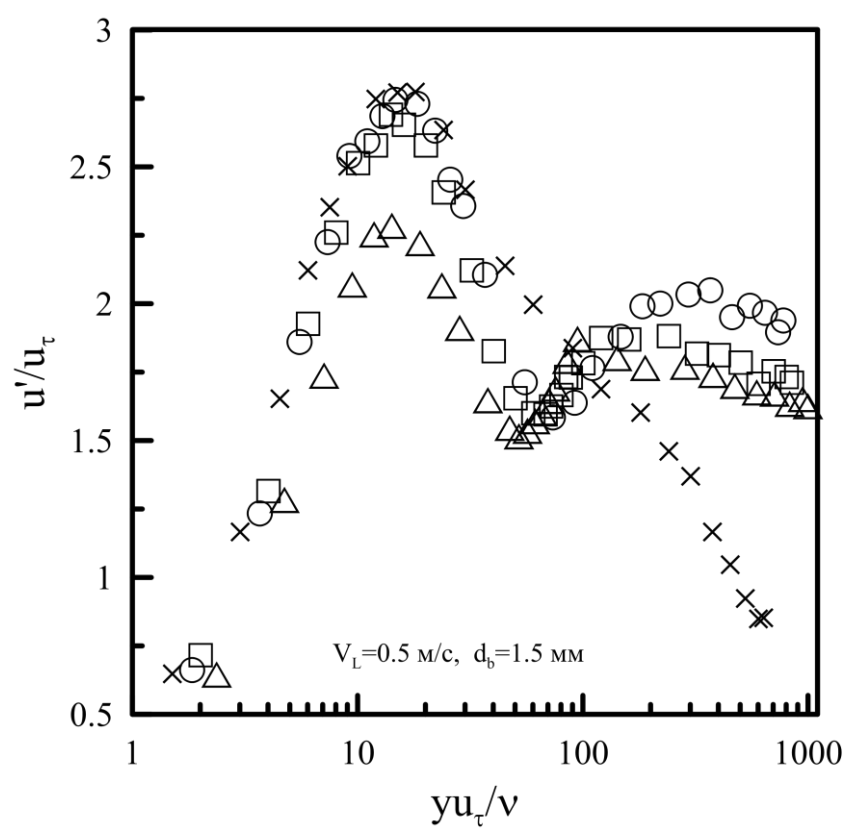
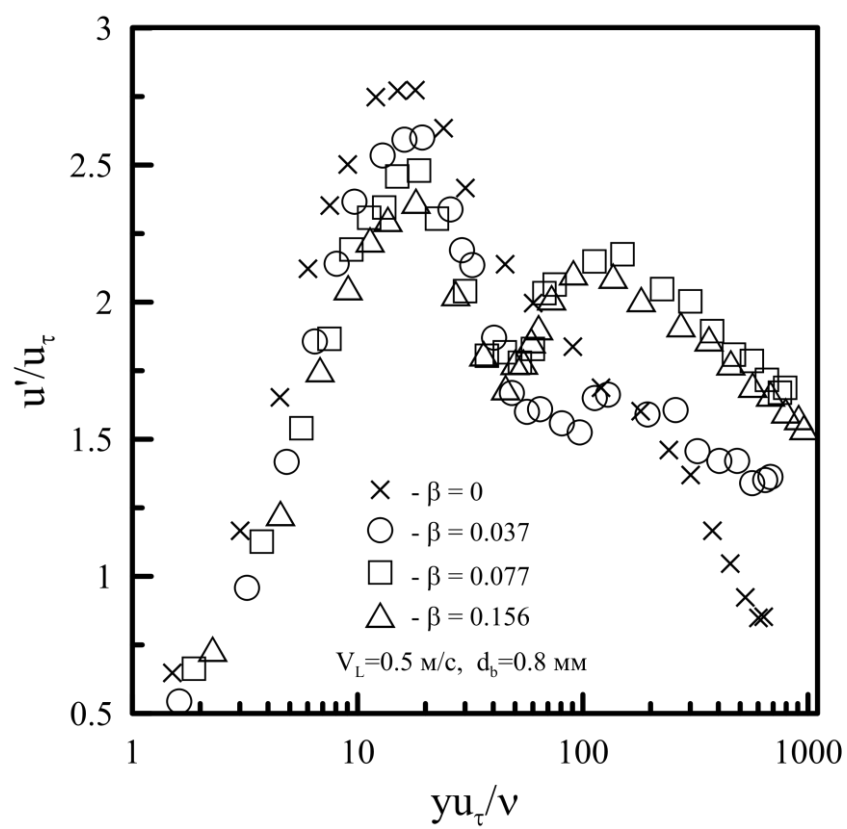


Рис. 3.30. Пульсации в универсальных координатах для $V_L = 0.5$ м/с.

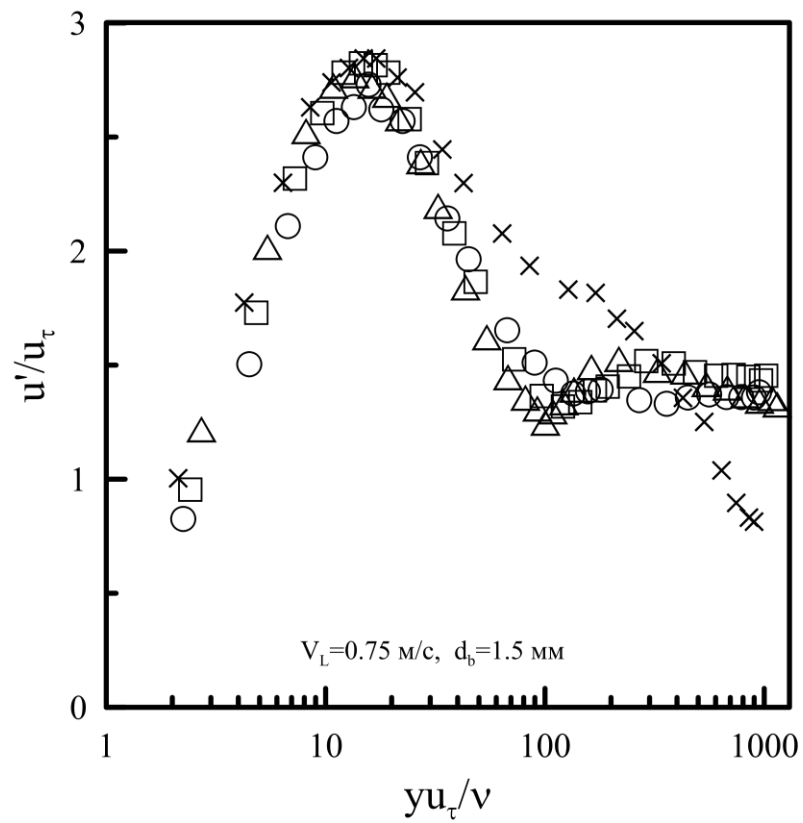
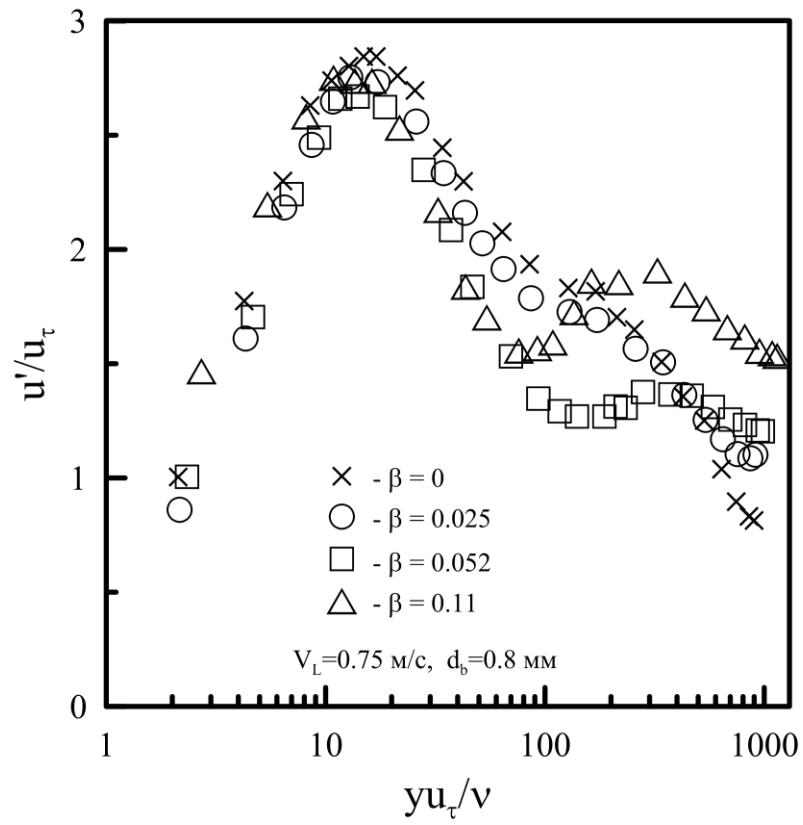


Рис. 3.31. Пульсации в универсальных координатах для $V_L = 0.75$ м/с.

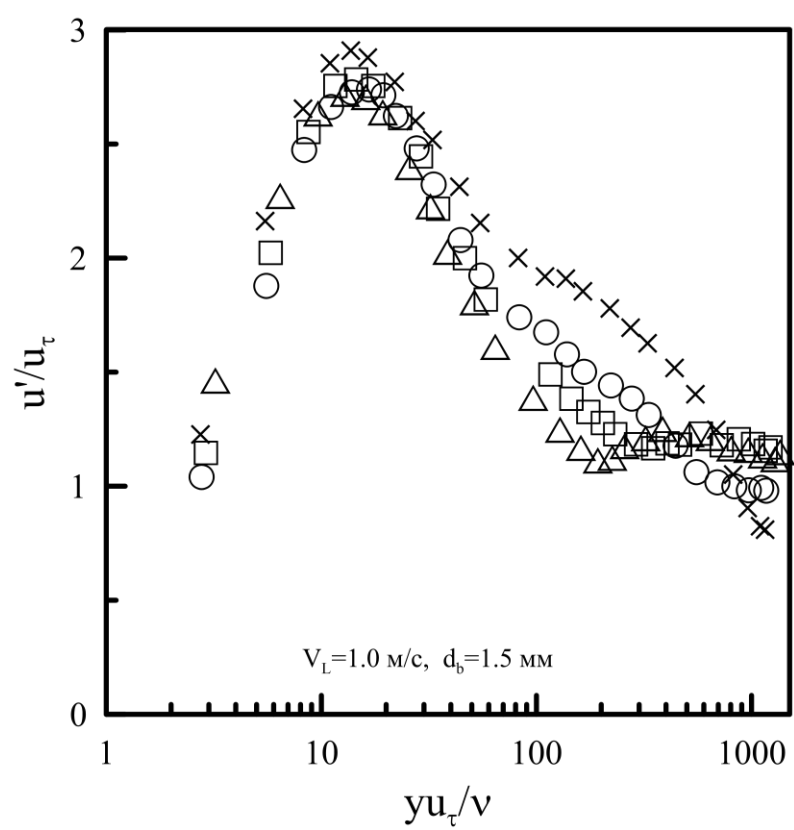
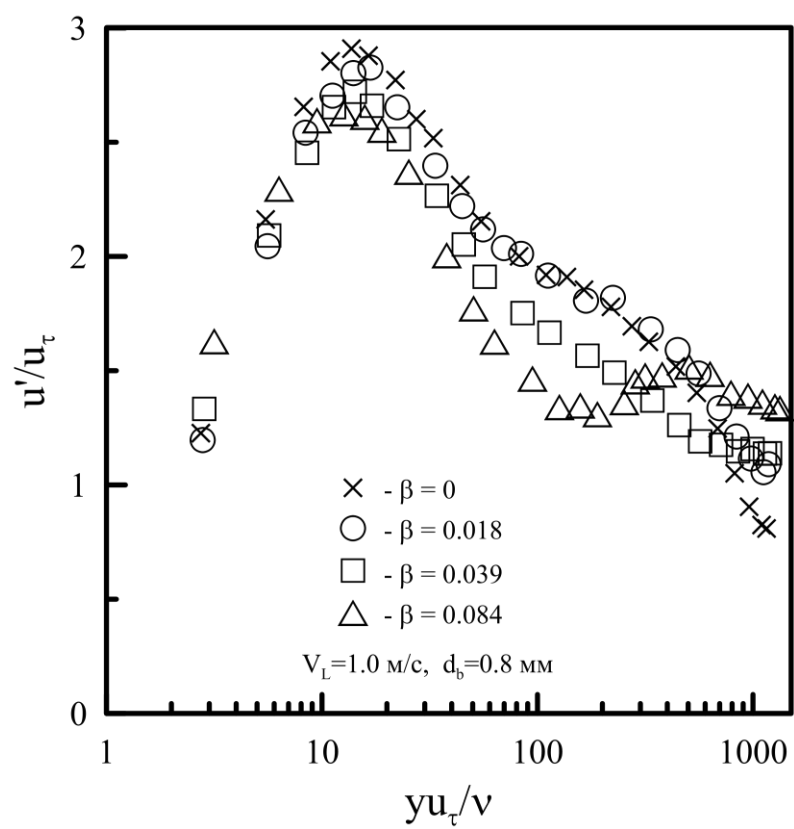


Рис. 3.32. Пульсации в универсальных координатах для $V_L = 1.0 \text{ м/с}$.

Такое представление данных более адекватно для пристенной области течения. В этих координатах однофазные и двухфазные пульсации скорости хорошо коррелируют вблизи стенки в пределах вязкого подслоя, при $yu_\tau/\nu < 30$. Для $V_l = 0.5$ м/с двухфазные пульсации слегка меньше однофазных для малых yu_τ/ν в вязком подслое. Однако эта разница находится в пределах погрешности измерений. В области yu_τ/ν от 20 до 50÷70 пульсации в двухфазном потоке значительно меньше, чем в однофазном. Однако, величина локального газосодержания в этой области еще равна нулю (см. рис. 3.24 и 3.25). Таким образом, в слое, свободном от пузырей газа, прилегающем к центральной области с высокой концентрацией пузырей, имеет место демпфирование пульсаций жидкости.

У нескольких профилей пульсаций скорости жидкости имеется по два пика, это ясно видно на рис. 3.30 и 3.31. Ближайший к нулю пик соответствует наведенной стенкой турбулентности, максимальная величина u'/u_τ находится на координате yu_τ/ν от 10 до 30 как в однофазном, так и в двухфазном течении. В этой области динамическая скорость u_τ является основным параметром, определяющим распределение пульсаций жидкости. Второй экстремум находится на расстоянии yu_τ/ν от 70 до 100, этот экстремум обусловлен пульсациями, наведенными пузырями. При этих значениях yu_τ/ν начинается увеличение локального газосодержания α от нулевой величины у стенки (рис. 3.22 и 3.23). В центральной части трубы наведенные пузырями пульсации значительно выше, чем в однофазном потоке.

3.1.10. Анализ распределений скорости жидкости и локального газосодержания

Поперечную силу, действующую на пузырь, всплывающий относительно жидкости со скоростью U_R , в потоке с градиентом скорости, можно записать в виде (Ибрагимов и др. [136], Zun [101]):

$$M_L = A_L \rho \alpha U_R du/dy, \quad (3.6)$$

где U_R – скорость всплытия пузыря относительно жидкости, коэффициент подъемной силы A_L значительно зависит от режимных параметров течения (Wang и др. [143]). Эта сила имеет противоположные знаки в восходящем и опускном течении.

В формировании распределения локального газосодержания также важную роль может играть сила, отталкивающая пузырь от стенки. Выражение для данной силы предложено в работе Antal и др. [47]:

$$M_W = -\frac{\alpha \rho U_R^2}{R_B^2} [C_{W1} + C_{W2}(R_B/y_0)], \quad (3.7)$$

где R_B – радиус пузыря, y_0 – расстояние от стенки до центра пузыря. Коэффициенты в (3.7) определены как:

$$C_{W1} = -0.06U_R - 0.104 \quad \text{и} \quad C_{W2} = 0.147.$$

Отталкивающая сила имеет один и тот же знак в восходящем и в опускном потоке. Она всегда отталкивает пузырь от стенки. Кроме того, на распределение газа по сечению трубы оказывает влияние турбулентность жидкости. Эффект турбулентности меньше при низких скоростях жидкости.

В восходящем потоке подъемная сила толкает пузыри к стенке, действуя против отталкивающей силы стенки. Следовательно, при определенных условиях течения наблюдается пик газосодержания у стенки. Напротив, в опускном потоке обе силы отталкивают пузыри от стенки. Это приводит к образованию вблизи стенки области, свободной от газовых пузырей. В этой области с сильным градиентом скорости пристенная сила максимальна.

Расчеты профилей газосодержания в опускном пузырьковом течении, выполненные в работах Wang и др. [143], Drew и Lahey [145] и Antal и др. [47], дают однородное распределение α в центральной части трубы и область с нулевым значением α около стенки, при относительном радиусе $r/R < 0.9 \div 0.95$. Это качественно совпадает с результатами данной работы, представленными на рис. 3.8÷3.10.

Эффект влияния подъемной силы на движение пузырей сильно зависит от величины градиента скорости жидкости. По этой причине миграции пузырей не

наблюдалось в свободном сдвиговом пузырьковом потоке, где градиент скорости значительно меньше, чем в пристенных течениях (Lance и др. [28]).

Как было показано в разделе 3.4.4, основной отличительной чертой профилей скорости в опускном потоке является их выполаживание. Этот эффект был так же отмечен в восходящем течении (Накоряков и др. [134]).

Распределение касательного напряжения по поперечному сечению трубы было рассчитано из баланса сил с использованием формулы, подобной формуле из работы Clark и др. [159]:

$$\tau = \tau_w \left(\frac{r}{R} \right) - \frac{1}{2} r g [\bar{\rho} - \rho_i(r)], \quad (3.8)$$

где $\bar{\rho}$ и ρ_i – средняя плотность по всему поперечному сечению и плотность, осредненная по радиусу r .

Обе величины $\bar{\rho}$ и ρ_i рассчитывались из измеренного распределения $\alpha(y)$. В формуле (3.8) значения τ_w брались из эксперимента. На рис. 3.33 представлены результаты расчета касательных напряжений для различных режимов. Силы всплытия приводят к уменьшению касательного напряжения в центральной части трубы. Это уменьшение сильнее выражено при малых скоростях жидкости. Фактически, при $V_l=0.5$ м/с величина τ/τ_w близка к нулю при $y>5$ мм. Это значит, что касательное напряжение, наведенное стенкой, полностью компенсируется силами всплытия. Кроме того, в некоторых режимах наблюдаются отрицательные значения τ . Эта деформация профиля касательных напряжений является наиболее значительным фактором, влияющим на деформацию профиля скорости по сравнению с однофазным потоком. Второй важный фактор, как показано в работе Marie [157], это увеличение турбулентности жидкости в центральной части трубы

Профиль скорости жидкости можно рассчитать из распределения $\pi(r)$, используя соотношение (Sato и др. [15]):

$$\tau = (1 - \alpha)(\nu + \varepsilon' + \varepsilon'') du/dy, \quad (3.9)$$

где ν – кинематическая вязкость жидкости, ε' и ε'' – однофазная (жидкости) и двухфазная вихревые вязкости, соответственно.

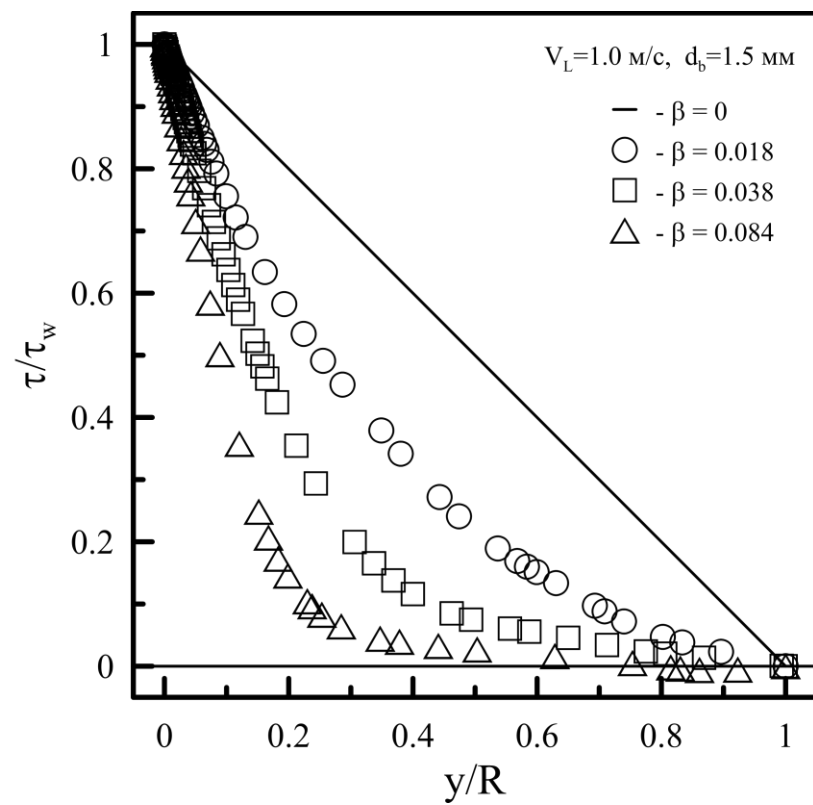
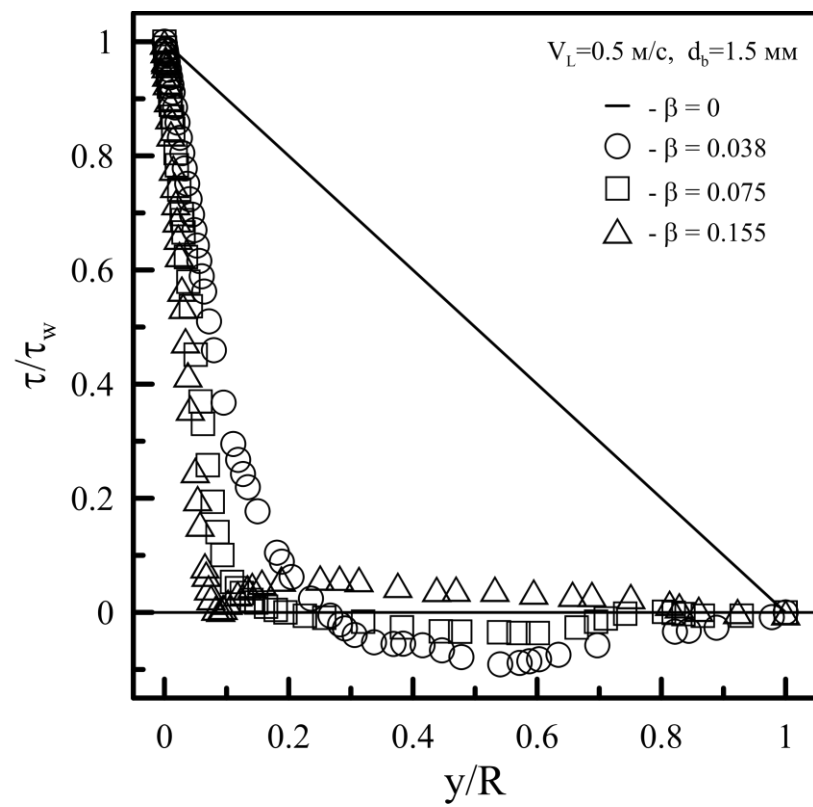


Рис. 3.33. Касательные напряжения.

Из (3.9) ясно, что уменьшение τ ведет к уменьшению градиента скорости и, следовательно, к выполаживанию профиля скорости жидкости. В областях с отрицательным τ наклон профиля скорости также меняет знак, что видно для измеренных профилей при $V_l=0.5$ м/с (рис. 3.16).

Однако, прямое применение расчетной методики Sato и др. [15] для опускного течения не дает удовлетворительного результата для распределений скорости жидкости. Данная методика дает большие значения трения на стенке, чем полученные в эксперименте. Следовательно, в опускном потоке выражения для ε' и ε'' нужно модифицировать, по сравнению с Sato и др. [15].

Выполаживание профиля скорости приводит к уменьшению генерации турбулентной энергии жидкости $(\overline{u'v'} \frac{du}{dy})$ вследствие малой величины градиента скорости. Это можно увидеть на рис. 3.34, где распределения средней скорости жидкости и пульсаций скорости приведены для $V_l=1$ м/с и $\beta=0.04$. Область выположенного профиля скорости в центральной части соответствует области демпфированных, по сравнению с однофазным потоком, пульсаций скорости. Подобное поведение можно наблюдать на рис. 3.35 для профилей с $V_l=0.75$ м/с и $\beta=0.052$. В области с $du/dy=0$ не происходит генерации турбулентной энергии жидкости. Таким образом, вся турбулентность в центральной части трубы может быть приписана перемешиванию жидкости пузырями. Величина u' в центральной части трубы постоянна вследствие постоянного значения локального газосодержания (рис. 3.8÷3.10).

Следовательно, влияние сил всплытия на поток приводит к уменьшению касательного напряжения по сравнению с однофазным течением, к выполаживанию профиля скорости жидкости и к уменьшению пульсаций скорости жидкости.

3.1.11. Обсуждение результатов

Сравнение результатов, полученных для опускного пузырькового течения, с результатами для восходящих пузырьковых потоков показывает, что основным

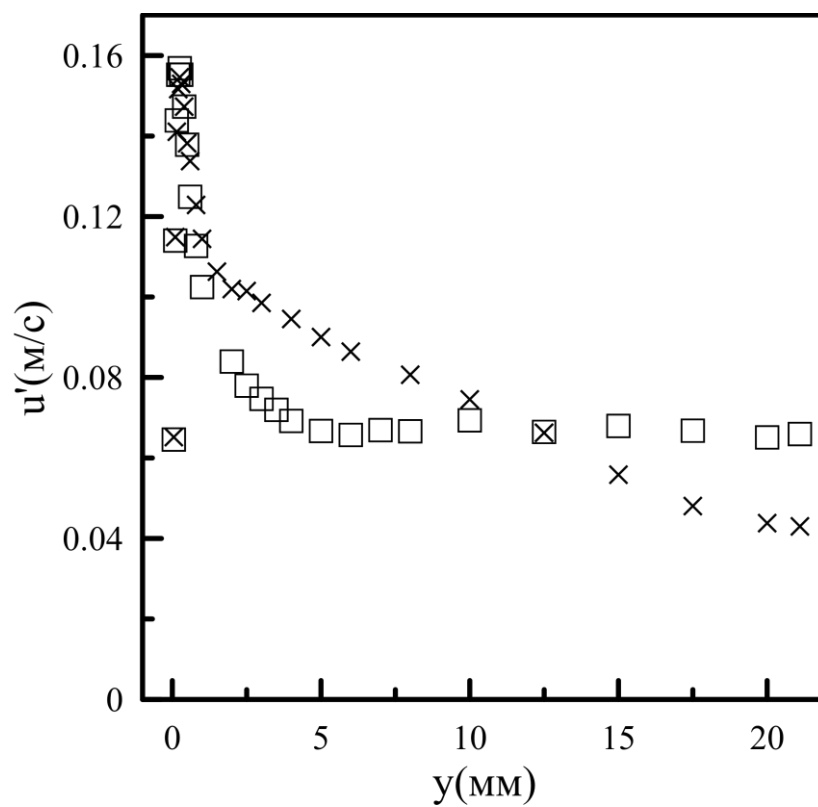
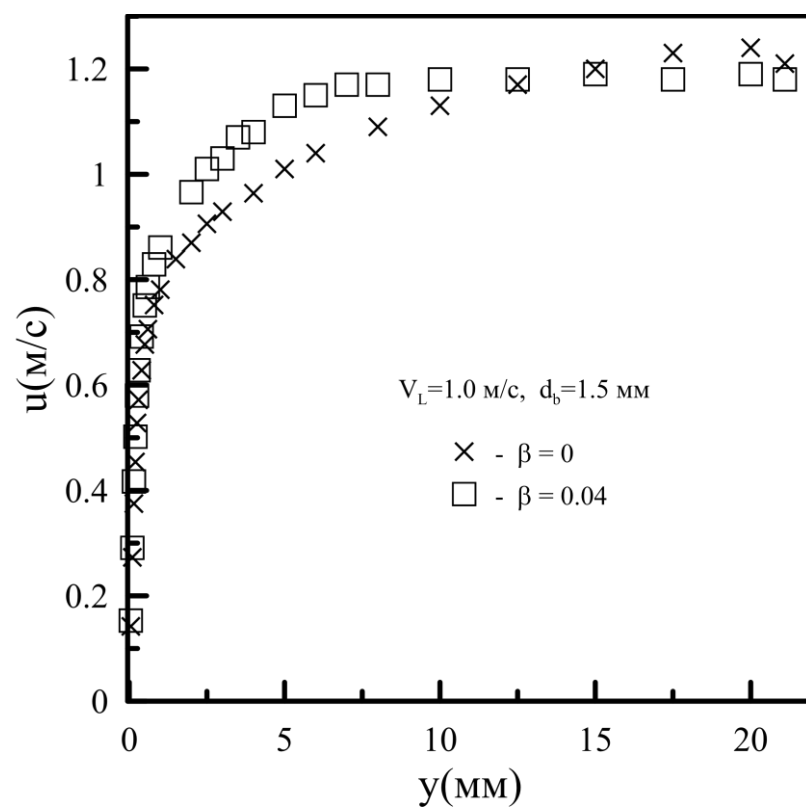


Рис. 3.34. Скорость жидкости и пульсации для $V_L = 1$ м/с.

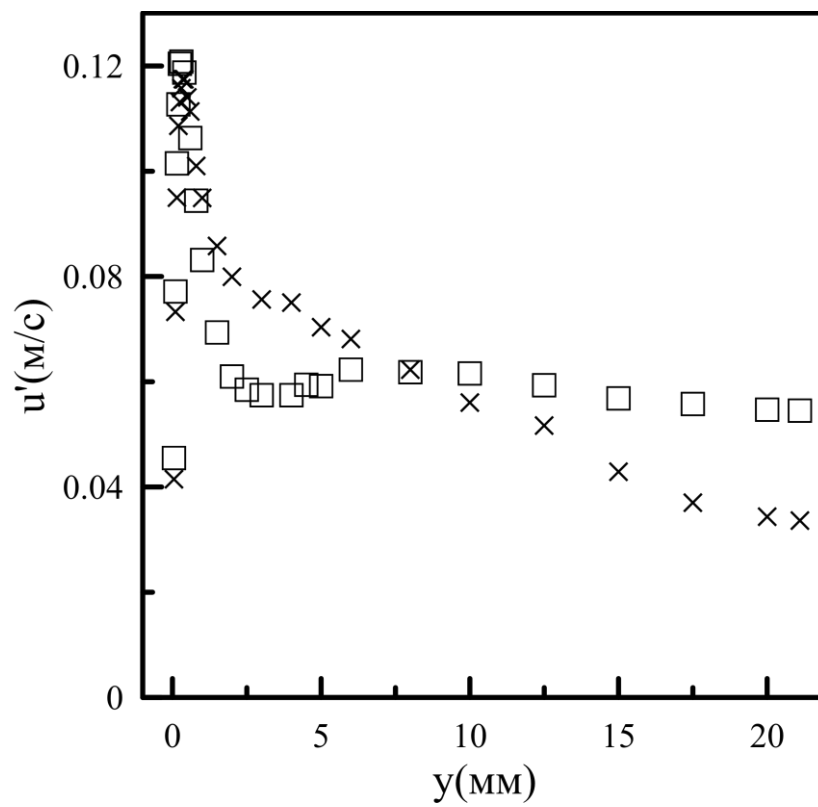
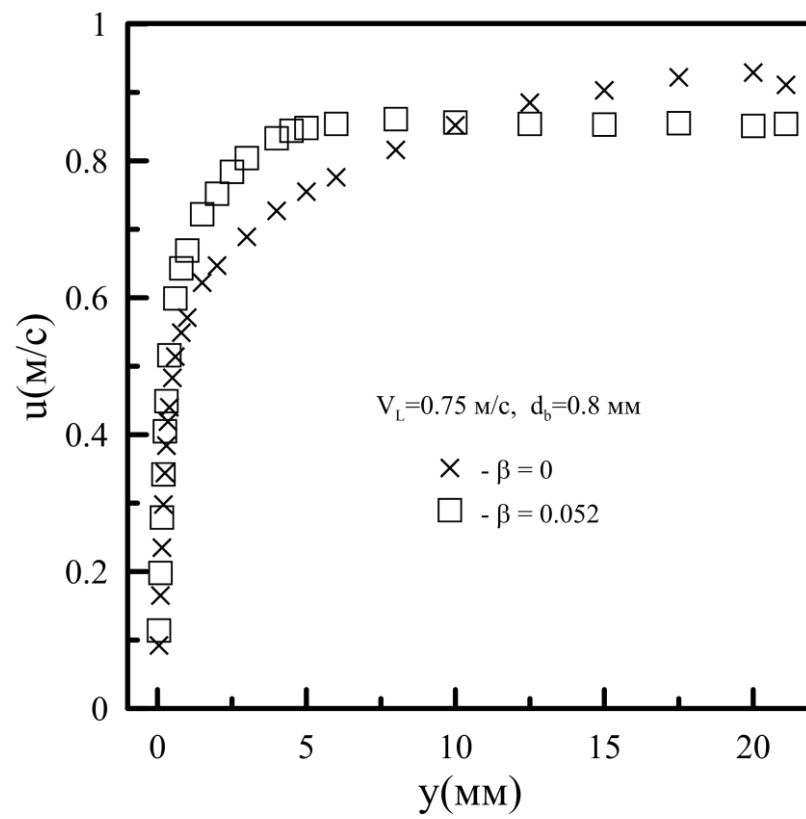


Рис. 3.35. Скорость жидкости и пульсации для $V_l = 0.75$ м/с.

различием в структуре потоков является распределение пузырей по поперечному сечению трубы. Для опускных течений характерны профили с пиком газосодержания в центральной части канала и областью у стенки, почти полностью свободной от пузырей газа. Анализ полученных распределений газосодержания подтверждает предположения работы Zun [101], что основной причиной миграции пузырей в пузырьковом течении является боковая сила, действующая на пузырь, всплывающий в потоке с градиентом скорости. Эта сила имеет противоположные знаки в восходящем и опускном потоках вследствие различного направления относительной скорости пузыря по сравнению со скоростью жидкости. Таким образом, в опускном течении наблюдаются профили газосодержания с максимумами в центре, тогда как, в восходящем потоке доминируют профили с максимумами у стенки.

Вообще говоря, на параметры течения влияет размер пузырей. Обмен импульсом между пузырем и жидкостью зависит от диаметра пузыря и его относительной скорости. Относительная скорость пузыря увеличивается с ростом его диаметра. Таким образом, обмен импульсом сильно увеличивается с ростом диаметра пузырей. Влияние размера пузырей на параметры восходящего и опускного потоков наблюдалось в работах Горелик и др. [144], Валукина и др. [147].

Механизм, вызывающий повышение трения в опускном потоке, отличается от механизма в восходящем течении. В работе Накоряков и др. [134] утверждается, что в восходящем потоке наибольшая величина трения на стенке соответствует режиму с наибольшим значением газосодержания у стенки. Пузыри, движущиеся вблизи стенки в пике газосодержания, увлекают за собой жидкость, что приводит к увеличению скорости в пристенной зоне, и, следовательно, градиента скорости. Данный механизм отсутствует в опускном течении потому, что в пристенной зоне отсутствуют пузыри. По этой причине механизм повышения трения в опускном потоке отличается от восходящего течения. Причина заключается в выполаживании профиля скорости жидкости в центральной части трубы. В отличие от восходящего течения, в опускном потоке

эффект выполаживания сильнее выражен из-за большей концентрации пузырей в центральной части канала. Влияние размера пузырей на величину трения на стенке можно приписать большей турбулизации жидкости большими пузырями, у которых больше как относительная скорость, так и диаметр.

Неоднородное распределение газосодержания по сечению канала формирует в потоке условия, подобные смешанной тепловой конвекции. Что приводит к перераспределению касательных напряжений по радиусу трубы и выполаживанию профиля скорости жидкости.

Известен механизм подавления турбулентности, который реализуется при больших скоростях жидкости (Michiyoshi и Serizawa [32], Serizawa и Kataoka [20]). Предельным случаем данного механизма является эффект деформации турбулентной структуры в насыщенном микропузырьками турбулентном пограничном слое. Уменьшение пульсаций скорости и трения на стенке в опускном потоке, демонстрирует присутствие другого механизма подавления пульсаций, что особенно проявляется при малых скоростях жидкости. Этот эффект вызван выполаживанием скорости, что приводит к демпфированию генерации турбулентной энергии. В данном случае пульсации уменьшаются на стенке и в непосредственной близости от нее. Демонстрация данного эффекта представлена в работе Горелик и др. [144] в экспериментах с опускным потоком в трубе диаметром 15 мм. Наблюдалось сильное уменьшение пульсаций скорости и трения на стенке для чисел Рейнольдса вплоть до 10000.

3.2. Опускное газожидкостное течение при малых числах Рейнольдса

3.2.1. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке, схематически представленной на рис. 3.36. Экспериментальным участком служила труба внутренним диаметром 20 мм, длиной 4.2 м. Рабочий участок состоял из 3 секций из нержавеющей стали длиной 1.25 м каждая. Для создания газожидкостного потока в верхней части трубы был установлен смеситель. Измерительная секция была изготовлена из

оргстекла. Вверх по потоку от измерительной секции был установлен оптический участок для наблюдения и фотографии течения. Измерения трения на стенке, газосодержания и скорости жидкости проводились с использованием электродиффузионного метода [129]. В измерительной секции было установлено три датчика трения. Датчики были изготовлены из платиновой проволоки и пластин, вклеенных в стенку трубы и зашлифованных заподлицо с ней. Диаметр большого датчика был равен 0.3 мм, маленькие датчики имели размеры 0.03x0.2 мм. Датчиком скорости служила платиновая проволока диаметром 0.05 мм, вваренная в стеклянный капилляр. Диаметр капилляра на рабочем торце был равен 0.07 мм. Датчик монтировался на специальном перемещающем механизме, расстояние от датчика до стенки измерялось с точностью 0.01 мм. Датчик скорости использовался как для измерения скорости жидкости, так и для измерения локального газосодержания с использованием комбинированной методики, описанной в [129].

Рабочей жидкостью служил раствор 0.005 н ферри- и ферроцианида калия и 0.25 М гидроксида натрия в дистиллированной воде. Температура раствора поддерживалась на постоянном уровне 25 ± 0.2 °C с помощью автоматической системы термостатирования. Использовался относительный вариант электродиффузионного метода с калибровкой датчиков трения и скорости в однофазном потоке.

Пузырьковый поток получался с помощью смесителя, установленного на входе в рабочий участок. Смеситель позволял менять диаметр газовых пузырей. Большинство измерений было проведено со средним диаметром пузырей 1.8 мм. Однако, смеситель не позволял получать пузыри абсолютно одинакового диаметра, разброс по диаметрам был довольно широк.

Детальный анализ погрешностей измерений для используемой методики выполнен в работе [1]. Погрешность измерения трения на стенке и скорости жидкости составляла 7% и 4%, соответственно. Погрешность измерения пульсаций скорости жидкости и трения на стенке была равна 15%.

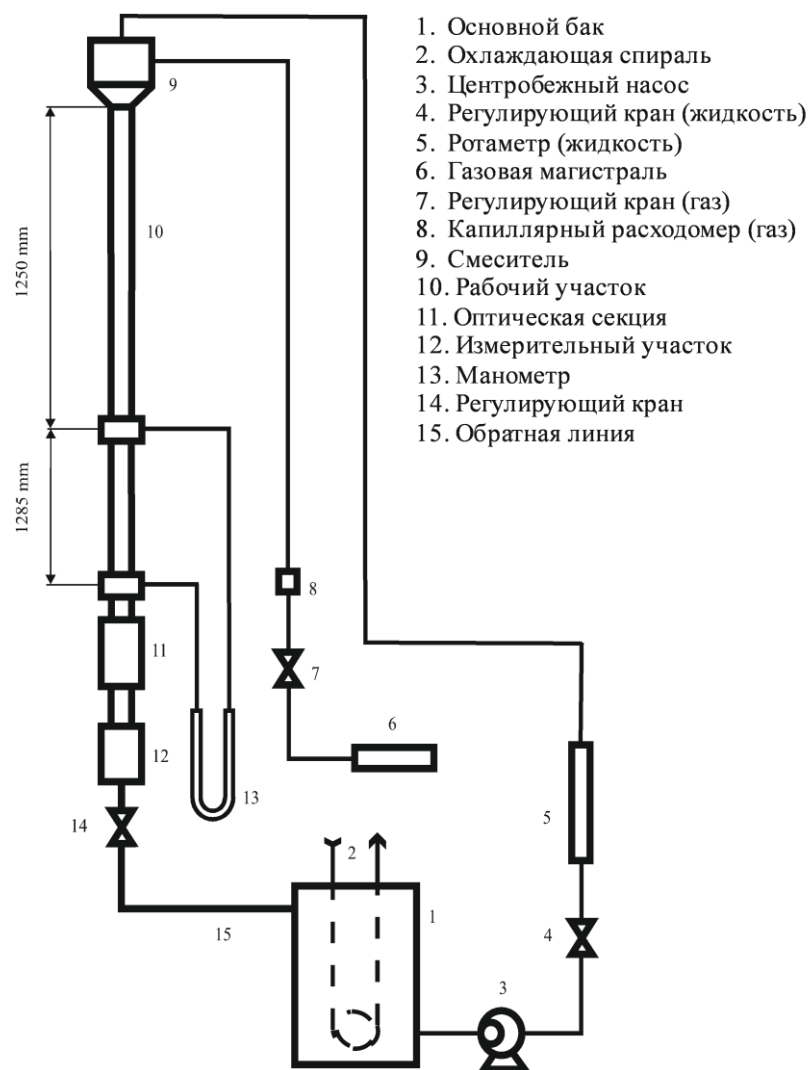


Рис. 3.36. Экспериментальная установка.

Эксперименты проводились в диапазоне приведенных скоростей жидкости от 0.2 до 1 м/с. Соответствующие числа Рейнольдса изменялись от 4200 до 20000. Однофазное течение в трубе являлось турбулентным, даже при наименьшей скорости жидкости $V_l=0.2$ м/с. Объемное расходное газосодержание β изменялось в пределах от 0.02 до 0.2.

3.2.2. Трение на стенке

Были проведены измерения трения на стенке для различных значений приведенной скорости жидкости и объемного расходного газосодержания. На рис. 3.37 представлена зависимость среднего трения на стенке τ_w от объемного расходного газосодержания β . Величина τ_w монотонно увеличивается с ростом β . В отличие от восходящего течения [134], в области низких газосодержаний не

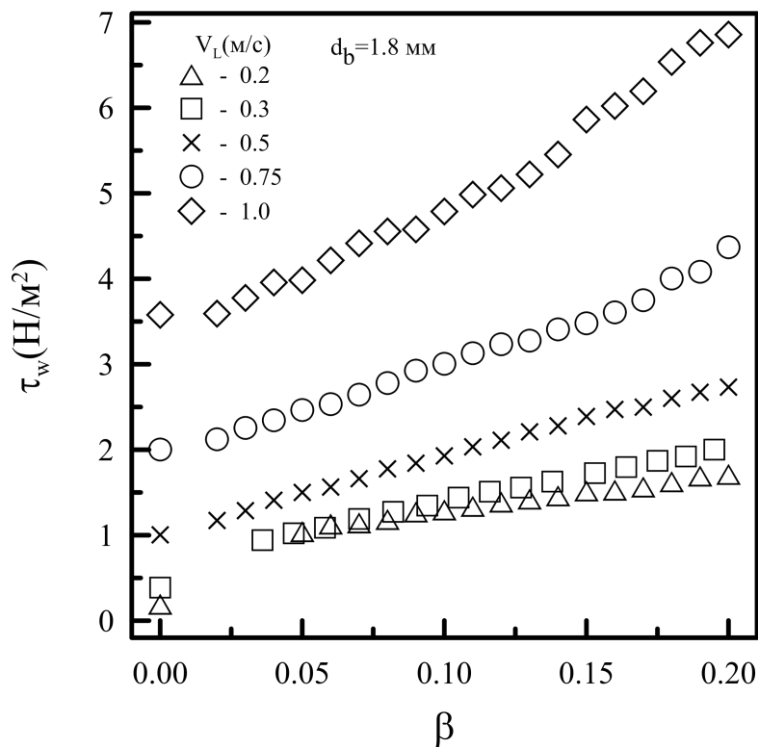


Рис. 3.37. Трение на стенке.

наблюдается неоднородностей. Для наименьших исследованных чисел Рейнольдса отношение τ_w к однофазному трению (при одинаковой приведенной скорости жидкости) значительно увеличивается. Опускное течение может существовать только до определенных скоростей жидкости, которые равны скорости всплытия пузыря. Измерения скорости скольжения пузырей в опускном потоке не проводилось. Оценка скорости всплытия пузыря с $d_b=1.8$ мм дает 0.19 м/с (в покоящейся жидкости). Режим для $Re=4200$ близок к режиму «зависания» газовой фазы [142], при котором значительно увеличивается газосодержание.

При наименьших скоростях жидкости $V_l=0.2$ и 0.3 м/с величины трения на стенке близки при всех значениях β . Для этих режимов основным параметром, влияющим на поток, является приведенная скорость газа.

3.2.3. Локальное газосодержание и скорость жидкости

На рис. 3.38 представлены результаты измерения локального газосодержания. Все профили α показывают нулевое значение вблизи стенки и довольно однородное распределение в центральной части трубы (за исключением

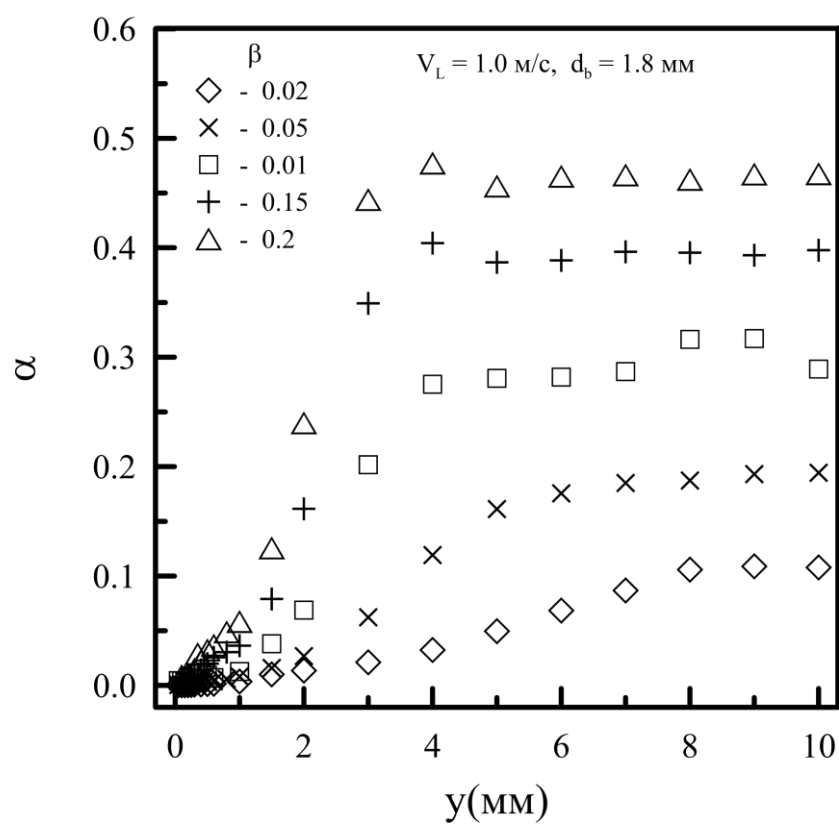
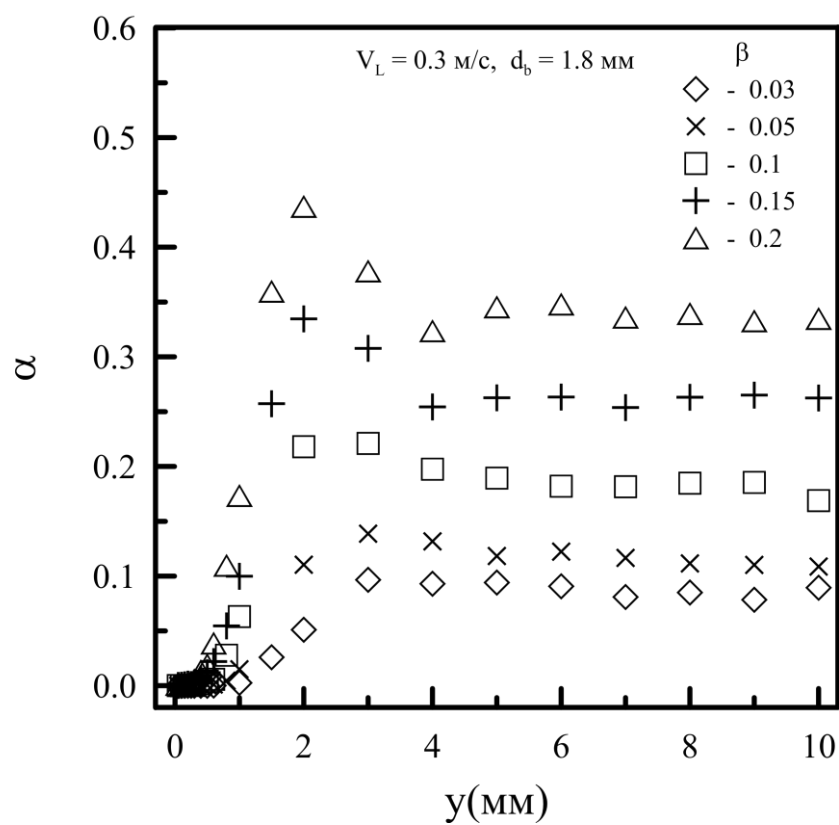


Рис. 3.38. Локальное газосодержание.

профилей для $V_l=1$ м/с и наименьшим значением β). Профили для малых скоростей жидкости и высоких β демонстрируют явно выраженный пик газосодержания при $y=2\div 3$ мм (рис. 3.38,а). Этот пик исчезает при уменьшении β и при увеличении V_l . Подобное поведение профилей газосодержания было отмечено для опускного пузырькового течения и в предыдущих работах [142, 143, 2]. Область нулевого газосодержания становится меньше при высоких V_l , но при меньших скоростях жидкости рост α от нулевого до максимального значения становится круче.

Профили локальной скорости жидкости показаны на рис. 3.39. Наблюдается сильная деформация распределений скорости жидкости. Двухфазные профили становятся выположенными по сравнению с однофазными турбулентными профилями скорости (профили с $\beta=0$). При $V_l=0.3$ м/с все профили имеют максимум вблизи стенки. Это максимум был отмечен и в предыдущей работе для больших значений β [142]. Следует отметить, что при $V_l=0.3$ м/с сильная деформация профиля скорости происходит при наименьших газосодержаниях ($\beta=0.03$). С увеличением приведенной скорости жидкости влияние газовой фазы на распределение жидкости уменьшается.

3.2.4. Пульсации скорости жидкости и трения на стенке

Профили относительных пульсаций скорости жидкости представлены на рис. 3.40 и 3.41. Среднеквадратичное значение интенсивности пульсаций u' поделено на локальную скорость жидкости u в точке измерения. Все профили показывают рост u'/u относительно однофазного потока в центральной части трубы. Это увеличение становится выше при меньших скоростях жидкости. Вблизи стенки, напротив, имеет место значительное уменьшение u'/u . Это уменьшение становится больше с ростом β . Измерения локального газосодержания показывают нулевое значение α в этой области, – это слой, свободный от газовых пузырей, который имеется в опускном потоке. Подобное поведение пульсаций в пристенной области отмечено в работах [1, 2] для развитого турбулентного пузырькового течения.

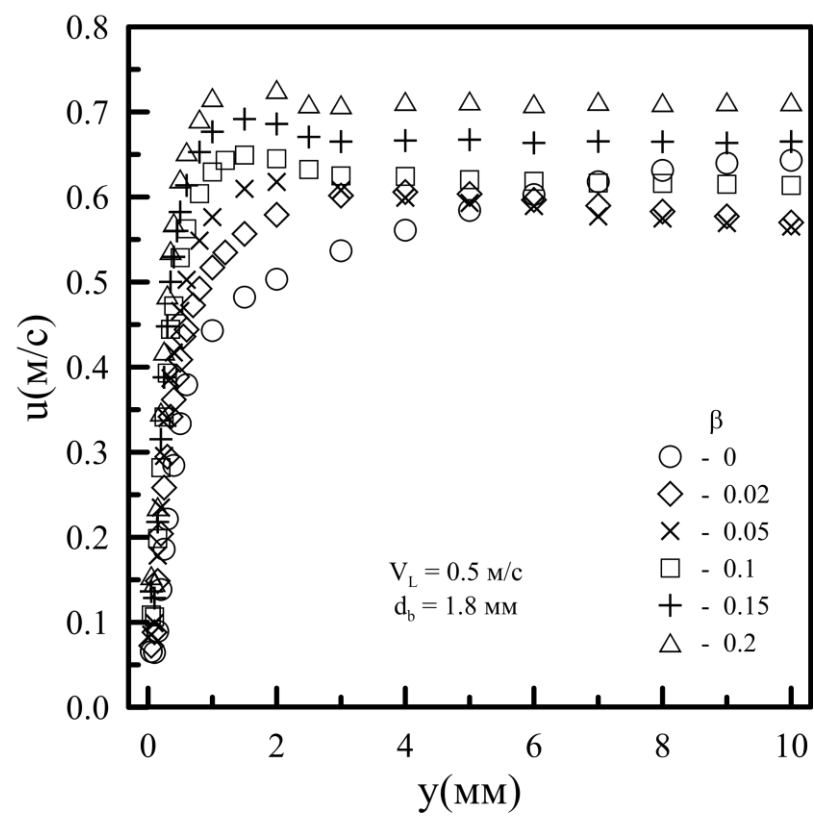
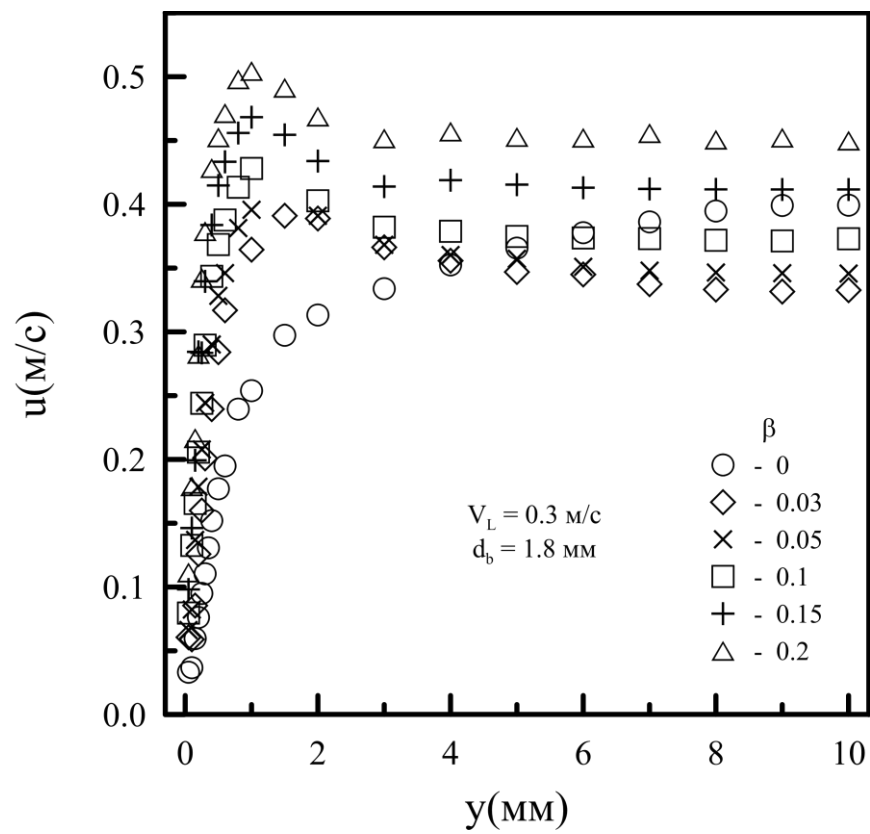


Рис. 3.39. Профили скорости жидкости.

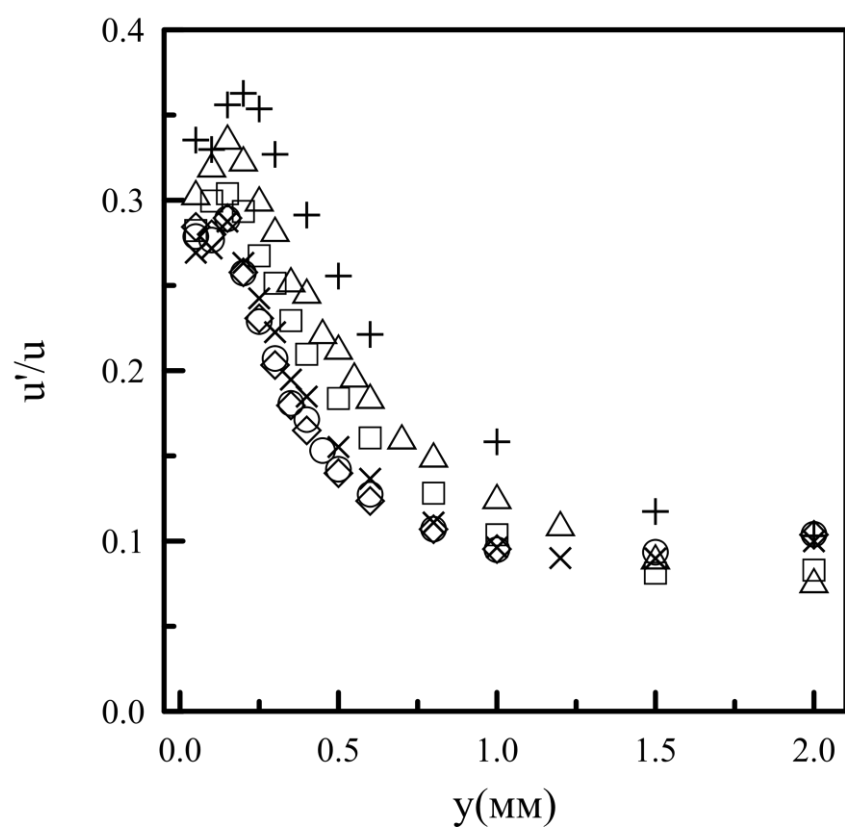
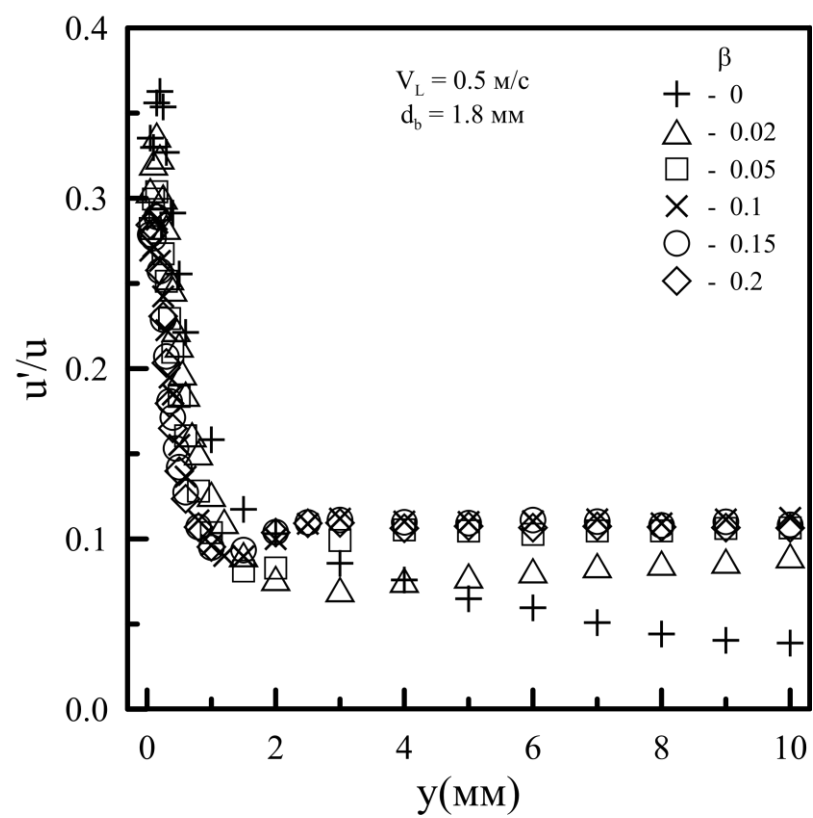


Рис. 3.40. Пульсации скорости жидкости для $V_L=0.5 \text{ м/с}$.

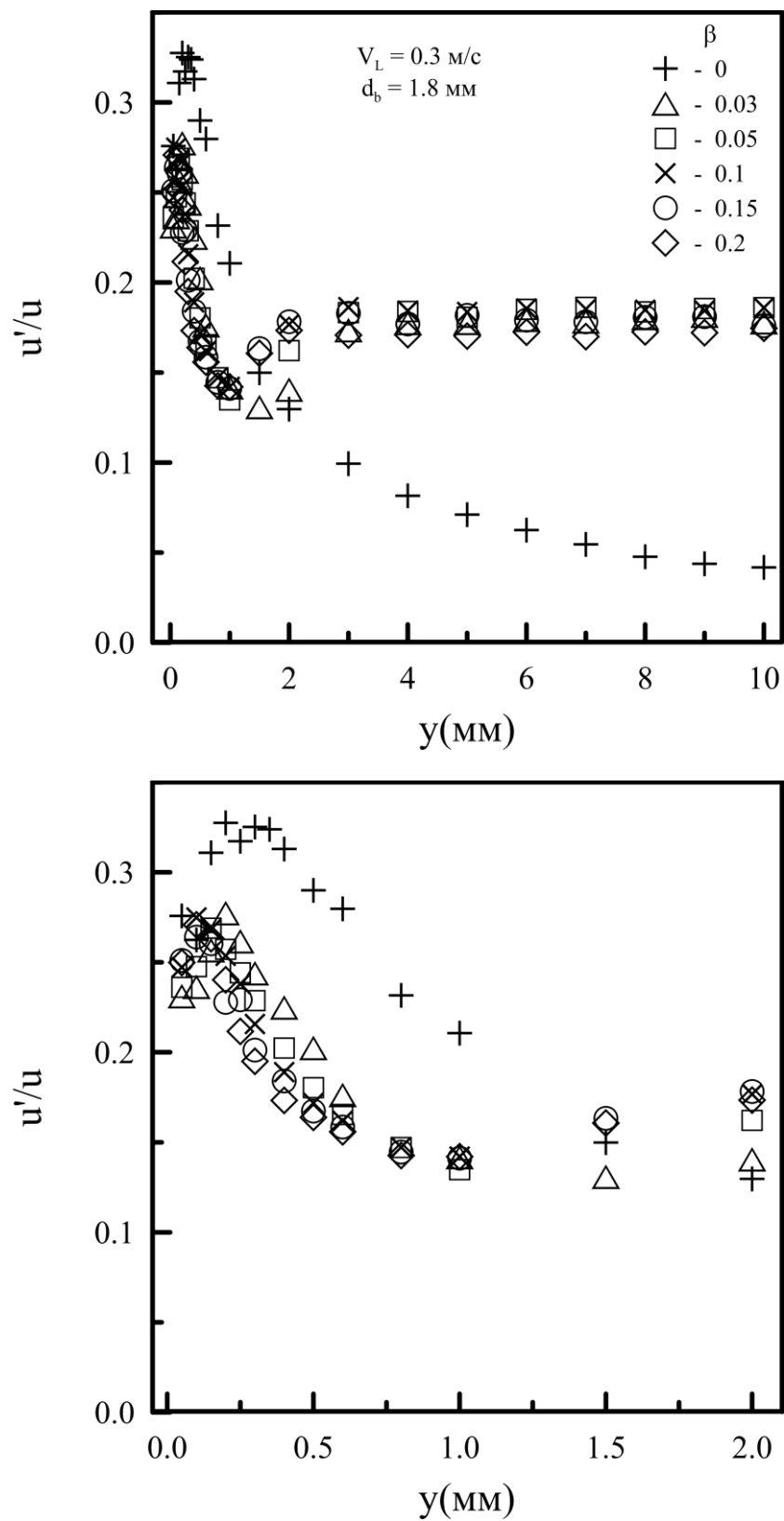


Рис. 3.41. Пульсации скорости жидкости для $V_l=0.3 \text{ м/с}$.

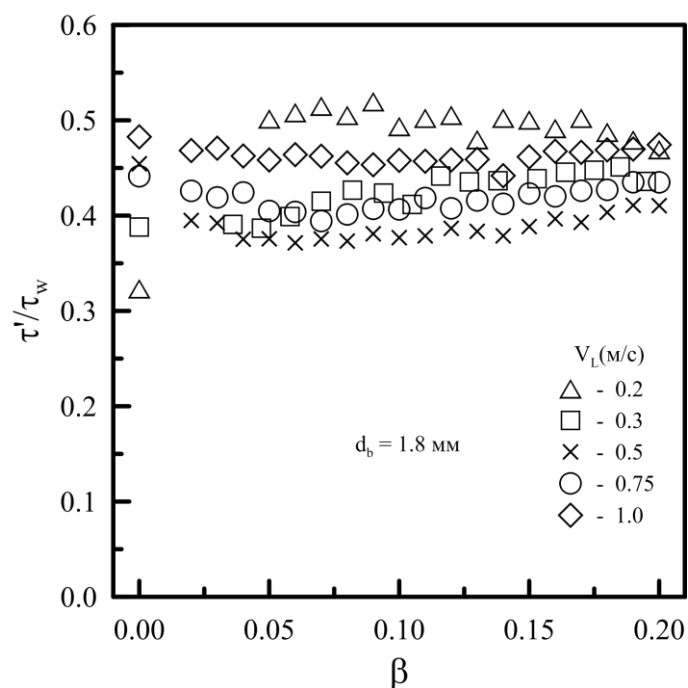


Рис. 3.42. Пульсации трения на стенке.

Относительная интенсивность пульсаций трения на стенке τ'/τ_w показана на рис. 3.42. При $V_l = 0.75$ и 1 м/с величина τ'/τ_w почти не зависит от β . Для $V_l = 0.5$ м/с наблюдается небольшое понижение τ'/τ_w по сравнению с однофазным значением. При наименьшей скорости жидкости $V_l = 0.2$ м/с двухфазные величины τ'/τ_w значительно выше однофазных значений. Таким образом, эволюция пульсаций трения на стенке показывает сложную зависимость от параметров течения. Это является результатом соревнования процессов наведенного пузырями перемешивания потока и подавления турбулентности в опускном двухфазном течении.

Измерения с меньшими пузырями, диаметра порядка 1 мм, проведенные в работе [144] для 15 мм трубы, показали подобные результаты для пульсаций скорости жидкости. В этой работе также наблюдалось сильное демпфирование пульсаций трения на стенке по сравнению с однофазным потоком. Подобный эффект отмечен в работе [2] для турбулентного пузырькового течения в трубе диаметром 42 мм. Таким образом, в опускном пузырьковом потоке при малых скоростях жидкости могут проявляться эффекты ламинаризации течения.

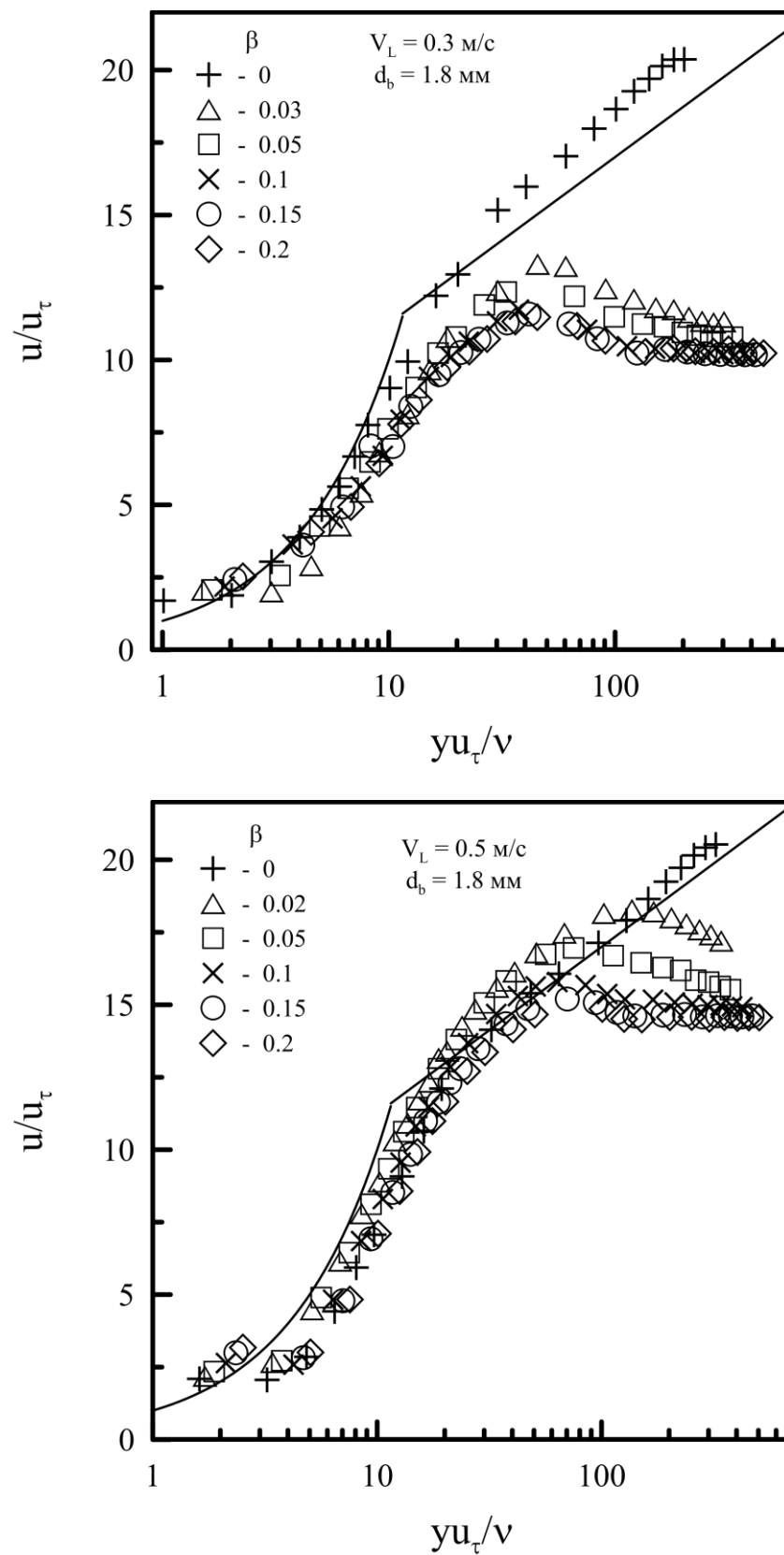


Рис. 3.43. Скорость жидкости в универсальных координатах.

3.2.5. Пристенная область течения

На рисунке 3.43 показаны профили скорости жидкости для $V_l = 0.3$ и 0.5 м/с, построенные универсальных полулогарифмических координатах «закона стенки». Здесь $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ – динамическая скорость, где τ_w – измеренное трение на стенке, ρ – плотность жидкости. Наблюдается хорошее соответствие между однофазными и двухфазными профилями при $V_l=0.5$ м/с для $yu_\tau/\nu < 100$. При больших значениях yu_τ/ν отклонение от однофазного распределения вызвано выполаживанием профиля скорости. Для $V_l=0.3$ м/с совпадение хуже.

Соответствующие профили пульсаций скорости, представленные в тех же координатах, приведены на рис. 3.44. В области пристенного пика газосодержания ($yu_\tau/\nu=10\div 30$) ясно наблюдается уменьшение пульсаций скорости. Для $V_l=0.5$ м/с это уменьшение увеличивается с ростом β . При $V_l=0.3$ м/с профили для различных β хорошо укладываются на одну кривую. При $yu_\tau/\nu > 100$ появляется второй пик пульсаций. Это повышение пульсаций скорости, вызванное пузырьковым перемешиванием в центральной части трубы. Подобные профили пульсаций с двойным пиком представлены в работе [2] для больших чисел Рейнольдса.

Из рисунка 3.44 ясно видно, что в пристенной области происходит подавление собственной турбулентности жидкости. Это подавление более выражено в области малых чисел Рейнольдса.

3.2.6. Влияние диаметра пузырей на параметры течения

Ранее, в работах [1, 144] отмечено значительное влияние размера пузырей на пузырьковый поток. По этой причине были проведены дополнительные эксперименты с меньшим размером пузырей. В данных экспериментах использовался специальный инжектор газа, описанный в [144]. На рисунке 3.45 представлены результаты измерения пульсаций скорости жидкости для разных размеров пузырей. Для одной и той же скорости жидкости V_l и объемного расходного газосодержания β уменьшение размера пузыря d_b ведет к небольшому

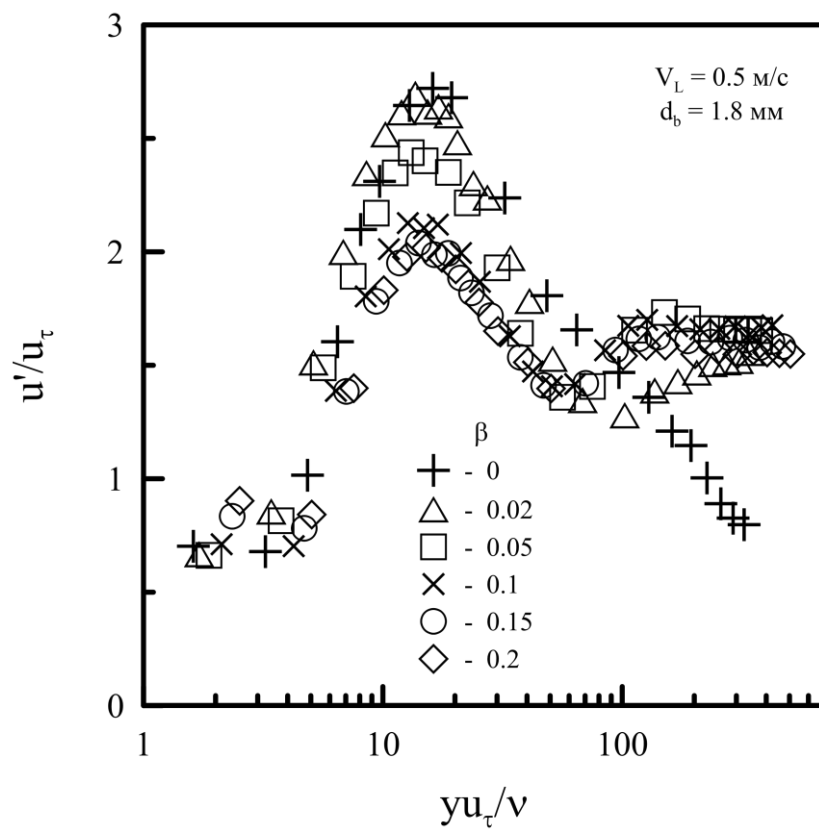
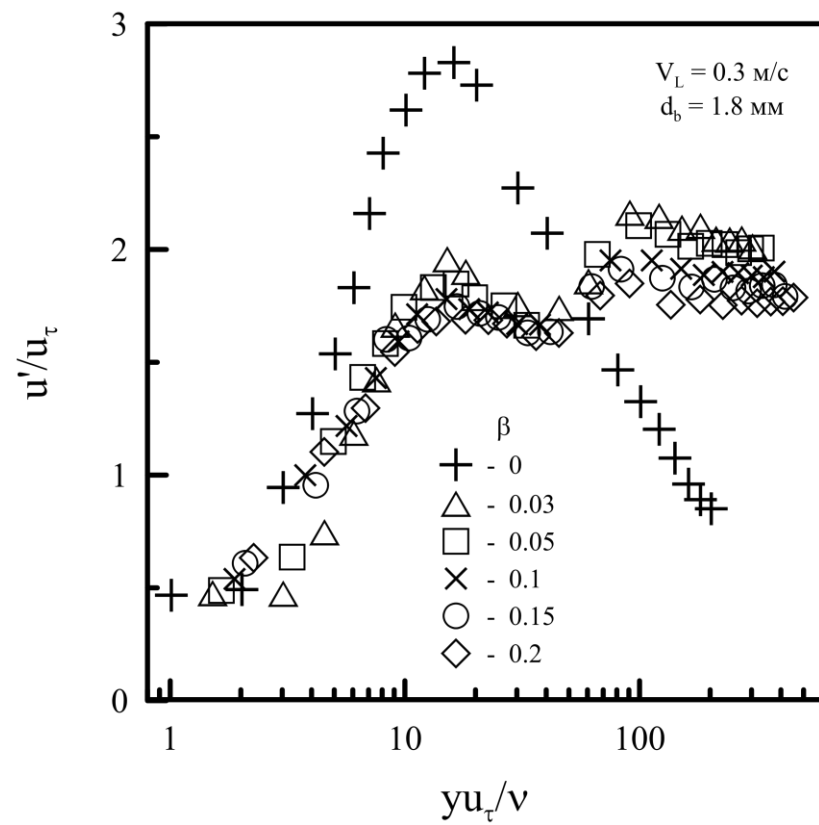


Рис. 3.44. Пульсации скорости жидкости в универсальных координатах.

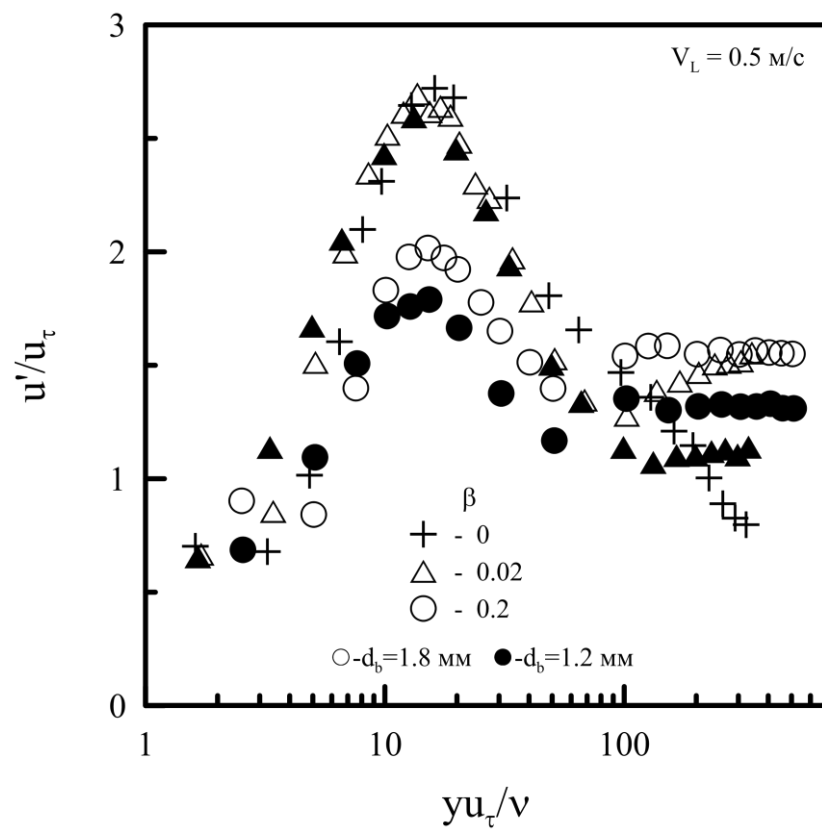
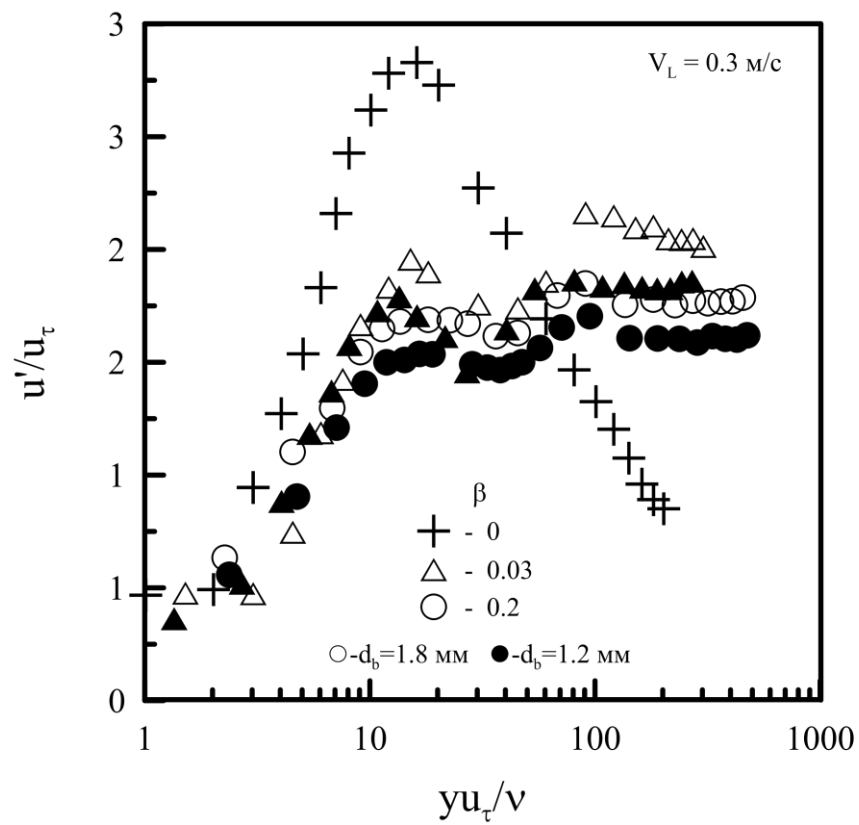


Рис. 3.45. Пульсации скорости жидкости для разных пузырей.

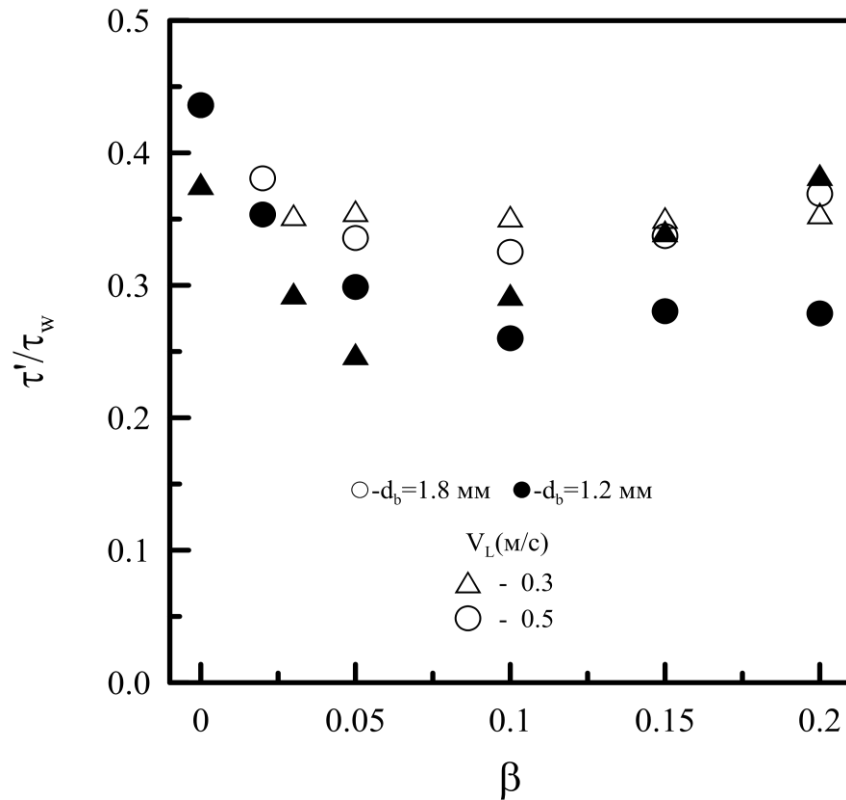


Рис. 3.46. Пульсации трения для разных пузырей.

уменьшению пульсаций скорости жидкости, как около стенки, так и в центральной части трубы. То же справедливо и для пульсаций трения на стенке (рис. 3.46). Для меньших пузырей отношение τ'/τ_w значительно меньше однофазной величины. Эксперименты с малыми пузырями, проведенные в трубе 15 мм [144], показали много большее уменьшение пульсаций трения на стенке. Эффект подавления турбулентности исследовался в работе Serizawa и Kataoka [20]. Механизм подавления приписан обмену между турбулентной кинетической энергией и энергией деформации поверхности раздела фаз и фрагментации турбулентных вихрей. Этот обмен, очевидно, зависит от площади поверхности раздела фаз пузырькового потока и, следовательно, от среднего размера пузырей.

3.2.7. Обсуждение результатов

Структура опускающего пузырькового течения значительно отличается от структуры восходящего потока. Профили газосодержания с пиками в центре являются результатом действия подъемной силы на пузырь в сдвиговом потоке [136]. Эта сила имеет разные направления в восходящем и опускающем потоках. В

случае опускного течения сила толкает пузырь от стенки. В результате у стенки, в области больших градиентов скорости, существует слой жидкости, свободной от газовых пузырей.

Характерной чертой опускного течения является сильная деформация профиля скорости жидкости. Для этого есть две причины. Первая, неоднородное распределение газовой фазы ведет к уменьшению касательных напряжений в центральной части трубы по сравнению с однофазным потоком. Вторая, большое значение вихревой вязкости пузырей в центральной части трубы. Этот механизм подобен процессам в восходящем течении [157, 158].

Механизм подавления турбулентности в опускном потоке связан с деформацией профиля средней скорости жидкости вследствие воздействия сил всплытия. Уменьшенный градиент скорости жидкости приводит к уменьшению генерации турбулентной энергии по сравнению с однофазным течением. Также важен эффект поглощения турбулентной энергии пузырями. Результирующая турбулентная структура потока демонстрирует сокращенную собственную турбулентность жидкости и повышенную вихревую вязкость пузырей за счет перемешивания жидкости всплывающими пузырями. Поэтому структура течения сильно зависит от диаметра газовых пузырей.

Кроме того, механизм сильного уменьшения турбулентных пульсаций вблизи стенки в области высоких градиентов скорости (рис. 3.44, а) требует дополнительного объяснения.

Демпфирование пульсаций скорости жидкости в пристенной области потока – самый значительный эффект двухфазного течения при малых числах Рейнольдса. В опускных течениях присутствуют некоторые механизмы ламинаризации течения или замедления перехода к турбулентности. Детальной изучение этих механизмов может быть целью будущих исследований. Интересным вопросом, касающимся этого эффекта, является структура и развитие собственной турбулентности жидкости при ламинарных и переходных числах Рейнольдса в пузырьковом течении.

3.3. Опускное пузырьковое течение при малых расходных газосодержаниях

3.3.1. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка представляла собой замкнутый по жидкости двухфазный контур (рис. 3.47). Жидкость из бака (1) емкостью 60 л с помощью центробежного насоса (2), через систему ротаметров (4) поступала в газожидкостный смеситель (5). Расход жидкости регулировался вентилями (3). Газ подавался в смеситель из линии высокого давления (6). Газожидкостный поток вначале формировался в восходящем течении, а затем через U-образную секцию вводился в опускной рабочий участок. Рабочий участок установки представлял собой вертикальную трубу из нержавеющей стали, внутренним диаметром 20 мм длиной 3 м. В рабочем участке устанавливались блок визуализации (7) и измерительный блок (8). С выхода рабочего участка газожидкостная смесь попадала в основной бак, где происходила сепарация газа. В нижней части рабочего участка находились манометр (9) и вентиль (10) для поддержания давления в рабочем участке выше атмосферного и исключения кавитации (разрыва потока) и подтекания газа снаружи в рабочий участок. Температура рабочей жидкости поддерживалась постоянной с помощью автоматической системы термостатирования в пределах $25 \pm 0.2^\circ \text{C}$.

Измерения локальных гидродинамических параметров течения проводились на расстоянии 2 м ниже по потоку от начала опускного участка трубы. Диапазон приведенных скоростей жидкости изменялся от 0.3 до 1.0 м/с, объемное расходное газосодержание - в пределах от 0.01 до 0.03.

3.3.2. Структура течения и распределение локального газосодержания

Визуальные наблюдения показали, что в опускном течении газ собирается в центральной части трубы, вблизи стенки существует слой чистой жидкости, свободной от газовых пузырей. Характерная фотография потока представлена на рис. 3.48.

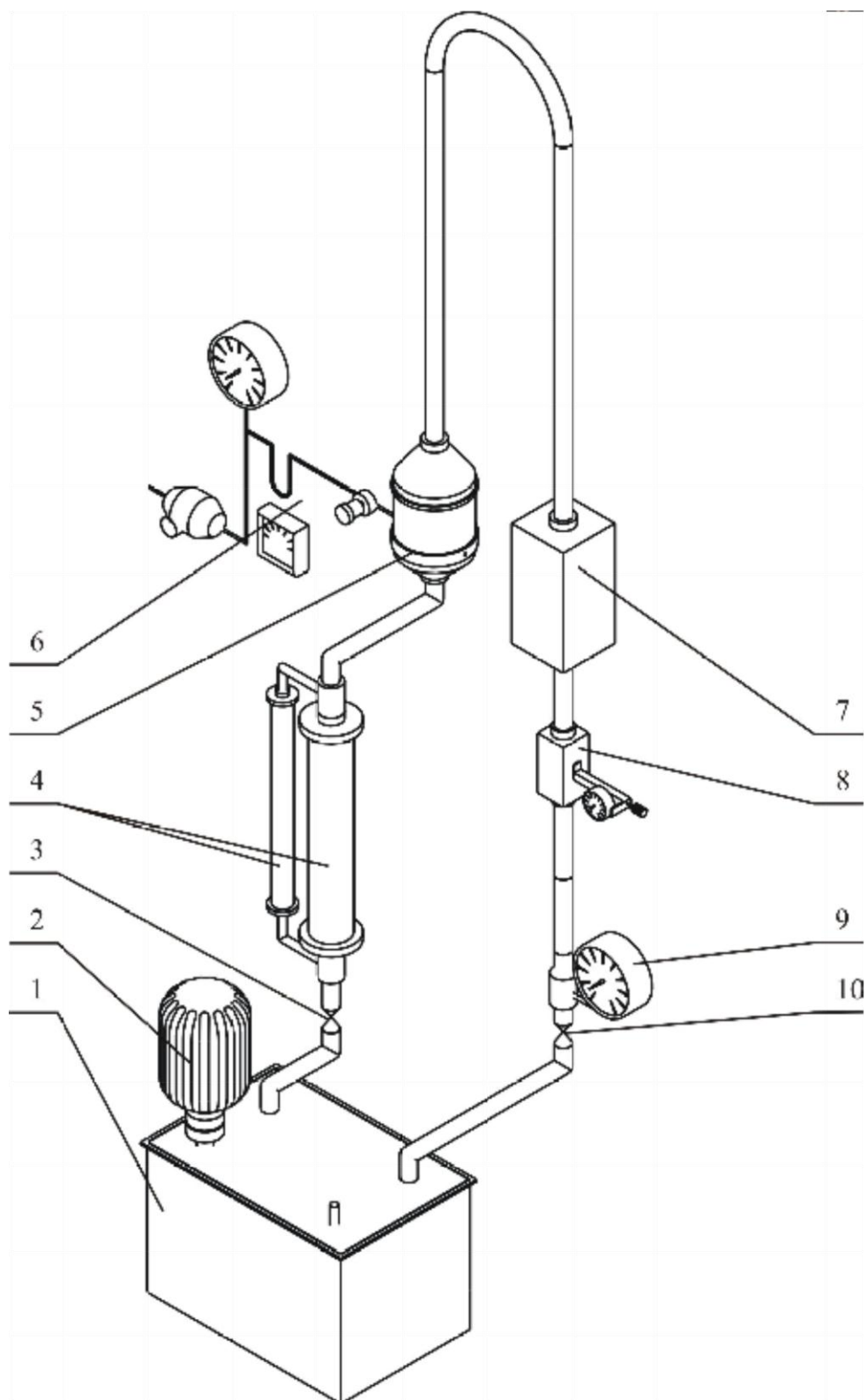


Рис. 3.47. Экспериментальная установка.

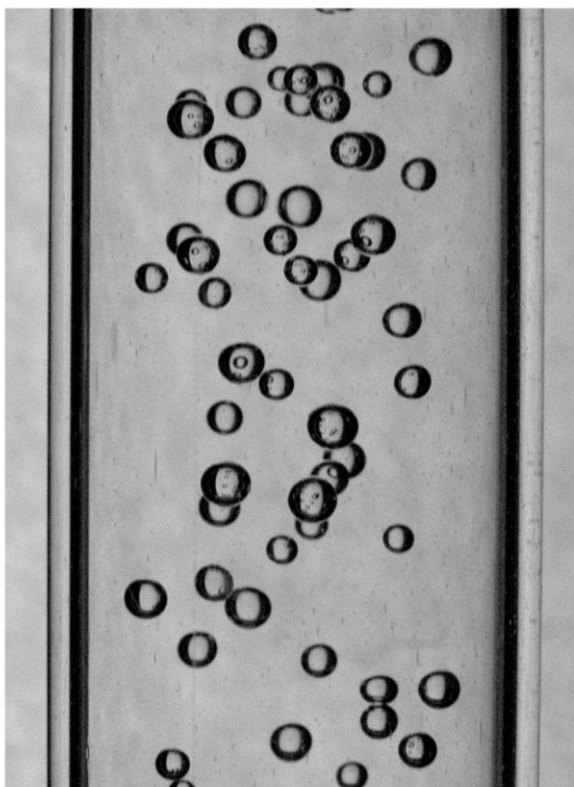


Рис. 3.48. Фотография пузырей.

Распределения локального газосодержания α по сечению трубы измерялись при различных значениях приведенной скорости жидкости и объемного расходного газосодержания β . На рисунке 3.49 представлены профили газосодержания для приведенных скоростей жидкости $V_l=0.3, 0.5$ и 1.0 м/с, соответственно, y – расстояние до стенки трубы. Все профили α демонстрируют нулевое значение вблизи стенки. Распределение α в центральной части трубы достаточно однородно при $V_l=0.3$ и 0.5 м/с. При $V_l=1$ м/с наблюдается монотонный рост α к центру трубы при всех значениях β . Величина уровня газосодержания в центре трубы возрастает при увеличении объемного расходного газосодержания. Профили газосодержания, аналогичные профилям для $V_l=1$ м/с, наблюдались ранее в работе [136].

3.3.3. Скорость жидкой фазы

Измеренные профили локальной скорости жидкости представлены на рис. 3.50. Во всех измеренных режимах профили скорости жидкости либо

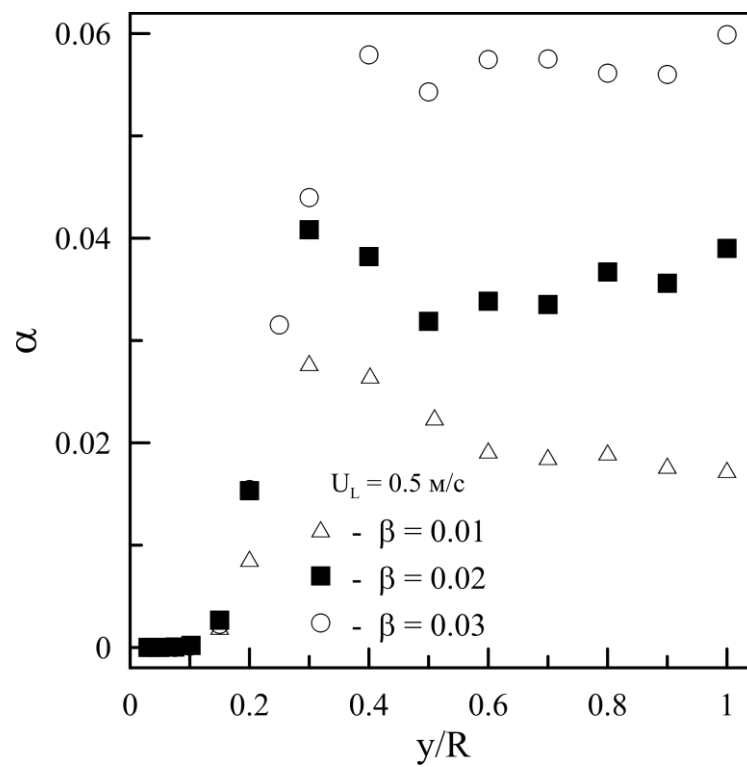
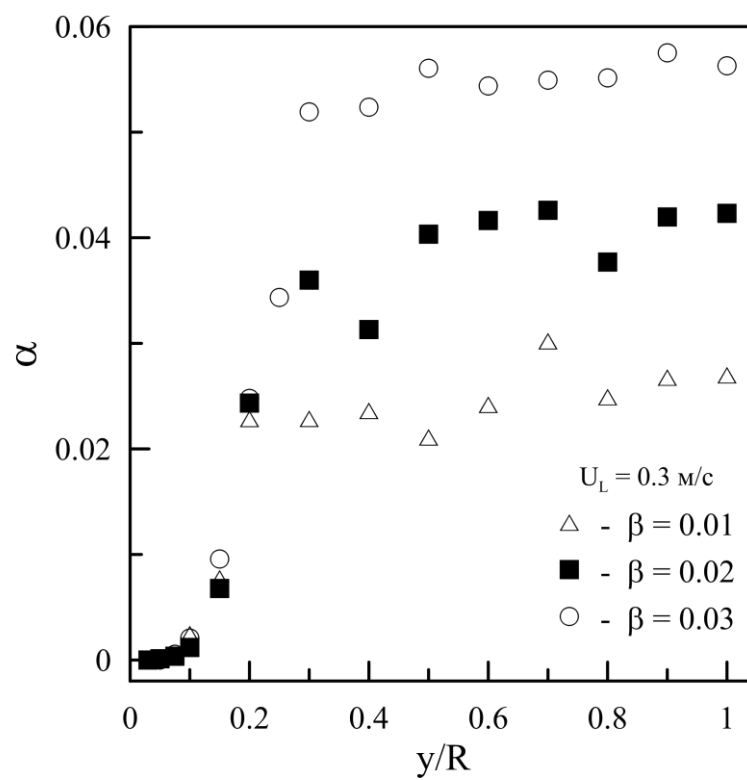


Рис. 3.49. Профили локального газосодержания.

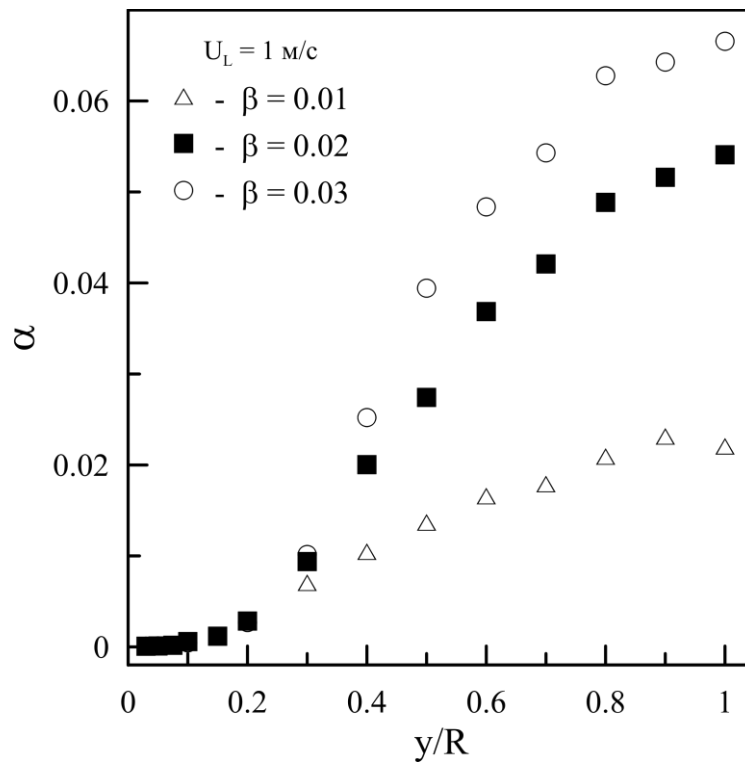


Рис. 3.49. Профили локального газосодержания.

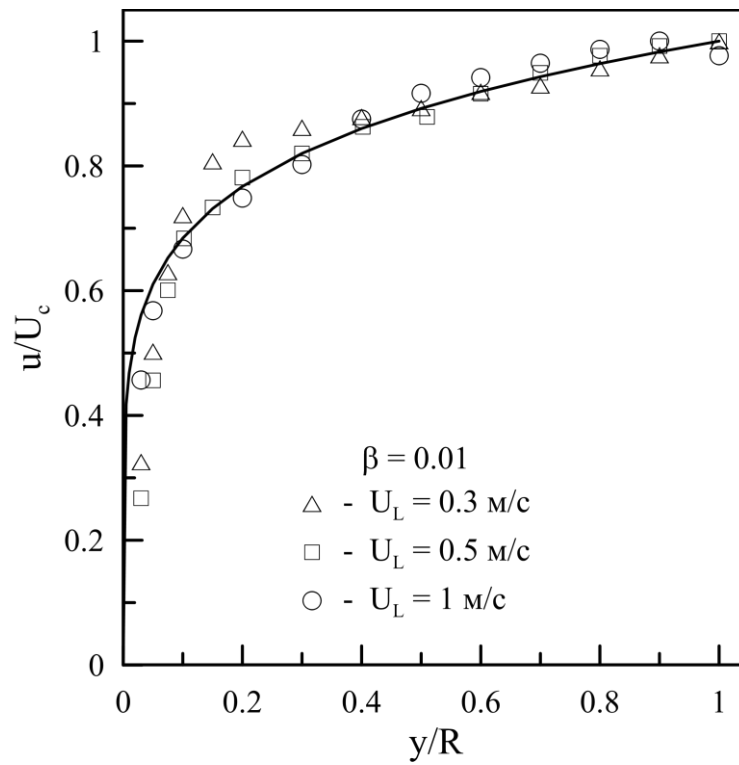


Рис. 3.50. Профили скорости жидкости.

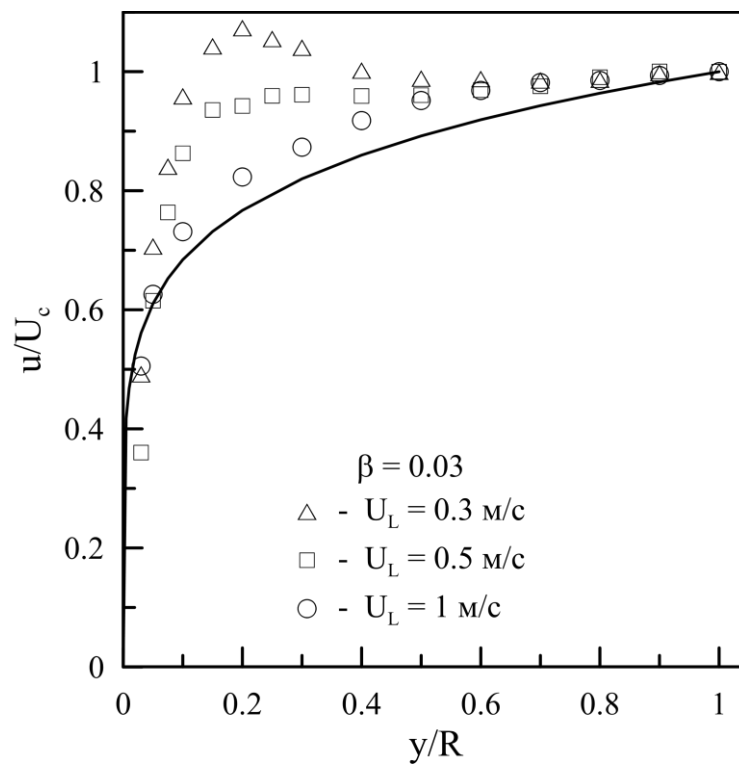
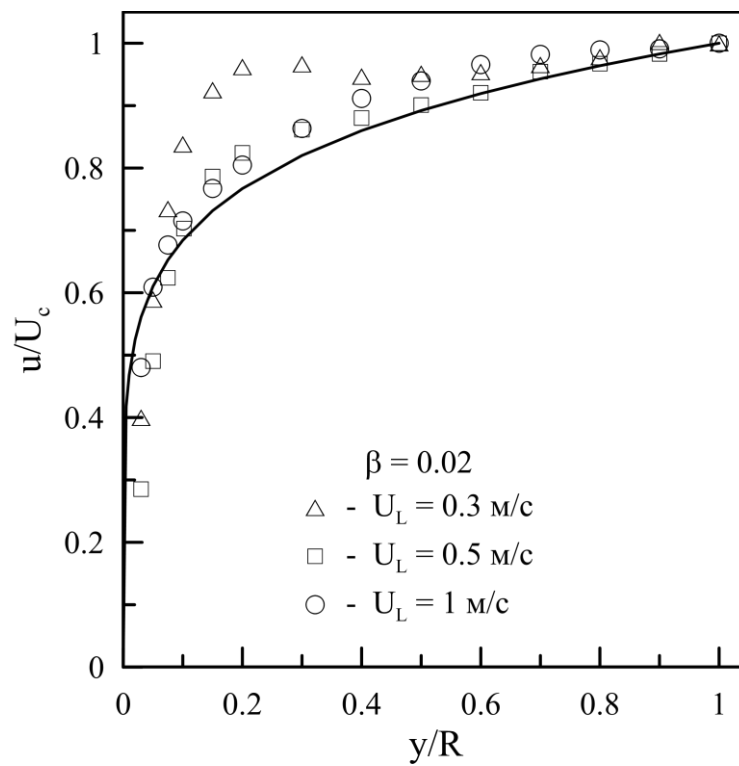


Рис. 3.50. Профили скорости жидкости.

совпадают с однофазными, либо являются более заполненными по сравнению с ними. Такое поведение качественно подобно случаю восходящего пузырькового течения [17, 135, 136]. Форма распределения скорости сильно зависит от значения приведенной скорости жидкости и объемного расходного газосодержания. При малых значениях V_l в центральной части трубы профили полностью выположены. При низких V_l и больших β вблизи стенки трубы может появляться небольшой локальный максимум скорости. Подобные максимумы наблюдались в работах [144, 2]. Увеличение объемного расходного газосодержания приводит к более высокому градиенту скорости в пристенной зоне и большему отличию профилей от турбулентного однофазного.

При увеличении приведенной скорости жидкости отличие профилей скорости от однофазных становится меньше. При $V_l=1.0$ м/с и малых β профили скорости жидкости практически не отличаются от турбулентного однофазного.

Средние по сечению трубы значения скорости жидкости V_m рассчитывались из измеренных профилей скорости по формуле:

$$V_m = \frac{2}{R^2} \int_0^R u(r)(1 - \alpha)rdr.$$

Отклонение V_m от приведенной скорости жидкости не превышает 5%, что находится в пределах погрешности измерений.

3.3.4. Пульсационные характеристики течения

Распределения относительной интенсивности пульсаций скорости жидкости u'/u представлены на рис. 3.51 и 3.52. Здесь u' - среднеквадратичное значение пульсаций скорости, u - осредненная скорость жидкости. В разных областях потока пульсации ведут себя по-разному. В центральной части трубы значения u'/u выше, чем в однофазном течении, их значение примерно постоянно. Данный факт является результатом перемешивания жидкости пузырями газа, движущимися относительно жидкости с определенной скоростью. Вблизи стенки значения u'/u ниже однофазных. Подавление пульсаций скорости жидкости в пузырьковом потоке увеличивается с ростом объемного расходного газосодержания. Подобная тенденция была частично отмечена в работе [2].

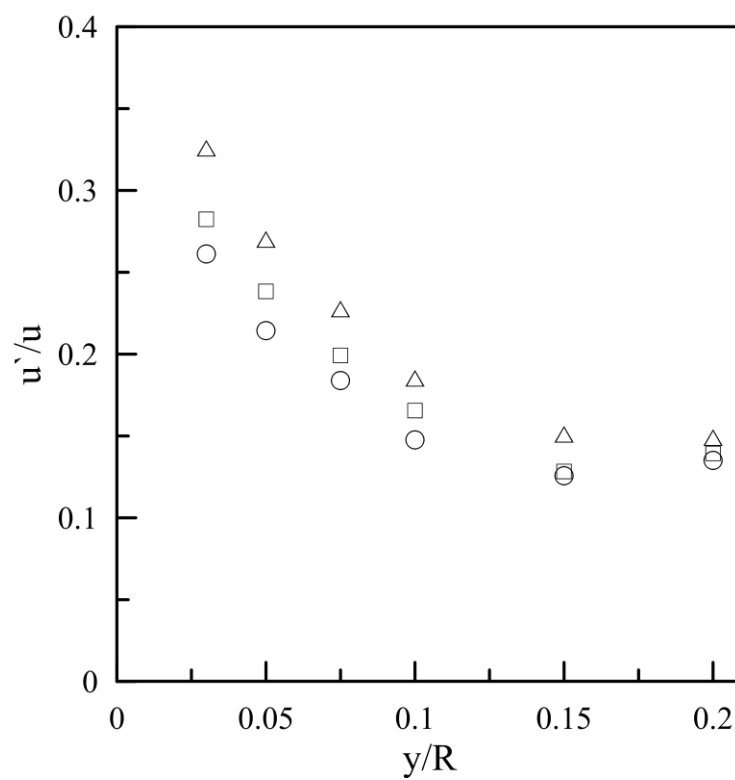
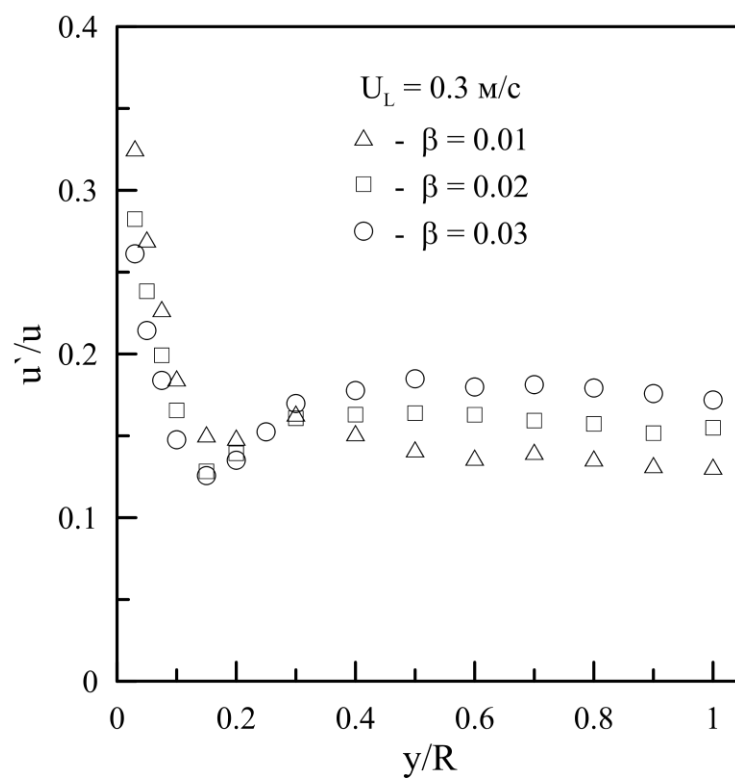


Рис. 3.51. Пульсации скорости жидкости для $V_l=0.3 \text{ м/с}$.

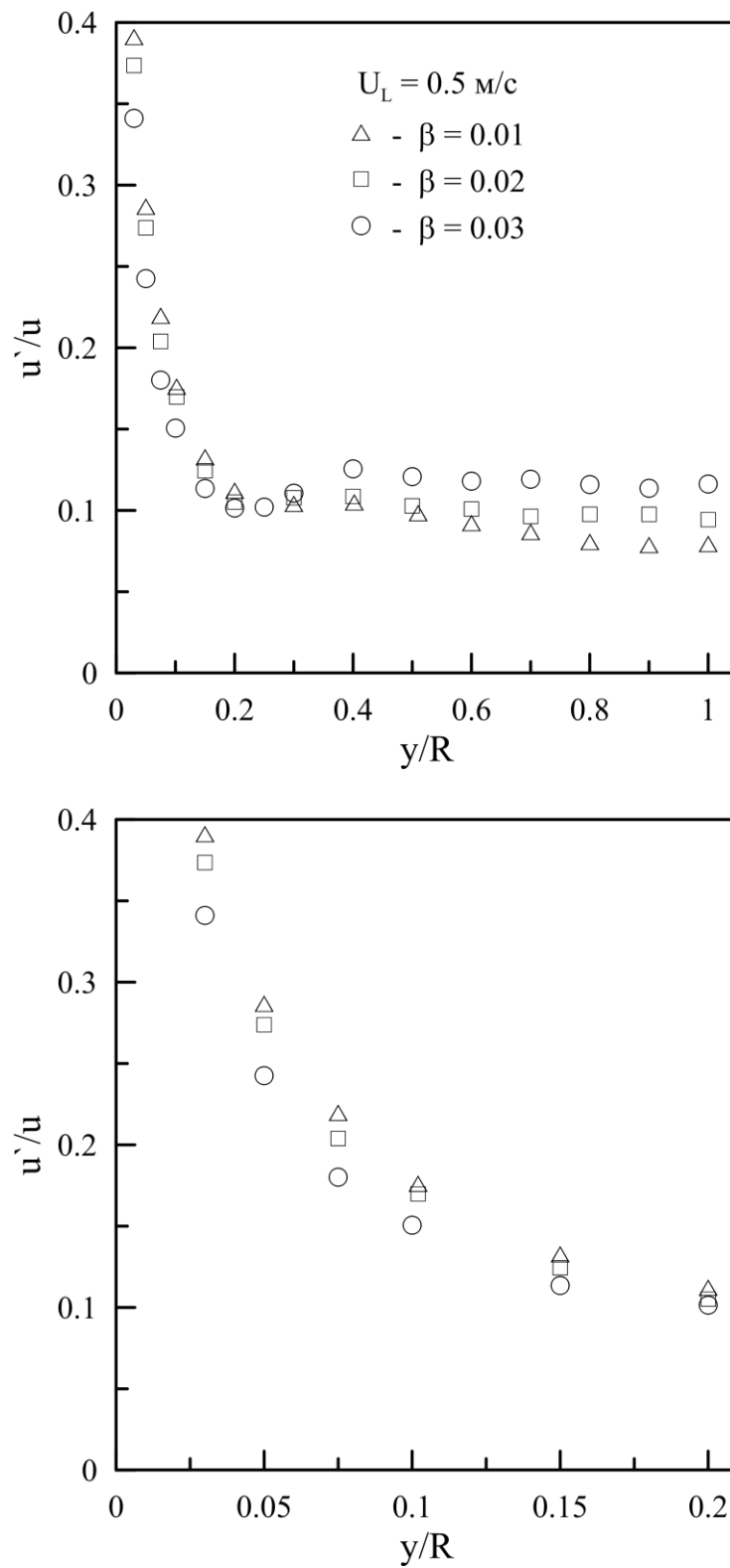


Рис. 3.52. Пульсации скорости жидкости для $V_l=0.5 \text{ м/с}$.

Влияние скорости жидкости на пульсационную структуру течения носит иной характер. При больших значениях приведенной скорости жидкости пульсации незначительно отличаются от однофазных даже при высоких газосодержаниях. Это, по-видимому, связано с тем, что в двухфазном потоке пульсации складываются из двух компонент: собственной турбулентности жидкости и пульсаций, вносимых присутствием газовых пузырей. При больших скоростях относительный вклад пульсаций пузырей меньше. Интересно отметить такой факт, что снижение пульсаций происходит в довольно узком пристенном слое жидкости, где локальное газосодержание практически равно нулю. Таким образом, влияние присутствия газа на пульсационную структуру течения носит нелокальный характер.

3.4. Выводы

Из проведенных экспериментов можно сделать следующие выводы:

- Трение на стенке в опускающем пузырьковом потоке выше, чем в однофазном течении с той же самой скоростью жидкости. Величина трения на стенке сильно зависит от среднего диаметра газовых пузырей. Трение растет с ростом диаметра пузырей. Наблюдается хорошее соответствие измерений трения с расчетами по методу Clark и Flemmer [152].
- Измерения скорости жидкости демонстрируют соблюдение однофазного «пристенного» распределения для двухфазных профилей скорости. Измеренное трение на стенке является подходящим параметром при описании пристенного распределения скорости.
- В опускающем пузырьковом течении наблюдается эффект подавления турбулентных пульсаций трения и скорости. Уменьшение пульсаций скорости более заметно при использовании динамической скорости в качестве масштабного параметра.
- В пристенной области трубы в пузырьковом потоке сильно уменьшаются пульсации скорости жидкости по сравнению с однофазным течением.
- Распределение скорости жидкости по сечению трубы значительно

деформируется при введении в поток жидкости даже незначительных добавок газовой фазы. При малых приведенных скоростях жидкости профили локальной скорости жидкости могут иметь максимум вблизи стенки трубы.

- Отличие локальных гидродинамических характеристик двухфазного течения от однофазного потока увеличивается с ростом объемного расходного газосодержания. Увеличение приведенной скорости жидкости влечет за собой уменьшение относительного влияния газа на характеристики течения. Вследствие этого характеристики потока становятся близки к однофазным.

Вообще говоря, проведенные исследования предоставляют широкий набор детальных экспериментальных данных по структуре опускного пузырькового потока. Эти данные могут служить для разработки и тестирования численных моделей для расчета газожидкостных течений.

Целью будущих исследований является понимание физического механизма развития турбулентной структуры в опускном потоке.

4. Опускное пузырьковое течение при докритических числах Рейнольдса

Структура газожидкостного течения зависит от ориентации канала и направления движения фаз. Для восходящего пузырькового потока в вертикальной трубе при относительно низких скоростях жидкости характерна концентрация газа вблизи стенки [134]. В случае опускного пузырькового течения пузыри концентрируются в центральной части трубы. Это вызывает значительные различия в структуре потока вблизи стенки.

Опускные пузырьковые течения экспериментально исследовались в работах Ибрагимов и др. [136], Ганчев и Пересадыко [142], Wang и др. [143], Накоряков и др. [1], Кашинский и Рандин [2].

Все исследования опускного потока, известные в литературе, были проведены в условиях развитого турбулентного режима течения. В этом случае турбулентность двухфазной смеси являлась композицией собственной турбулентности жидкости и псевдотурбулентности, вызванной перемешиванием жидкости пузырями. Чтобы отделить влияние перемешивания жидкости пузырями от собственной турбулентности жидкости требуются эксперименты при ламинарных режимах течения. Подобные эксперименты были проведены в работах [40, 160] для восходящего течения.

Исследования в опускном потоке в трубе малого диаметра проведены в работе Кашинский и Рандин [161]. В этих экспериментах в качестве рабочей жидкости использовалась вода, следовательно, во всем диапазоне скоростей жидкости однофазный поток был турбулентным. В данной работе представлены новые экспериментальные данные по структуре опускного течения при докритических числах Рейнольдса.

4.1. Методика измерений

Использовалась экспериментальная установка, описанная в работе [161]. Рабочим участком служила вертикальная труба внутренним диаметром 20 мм.

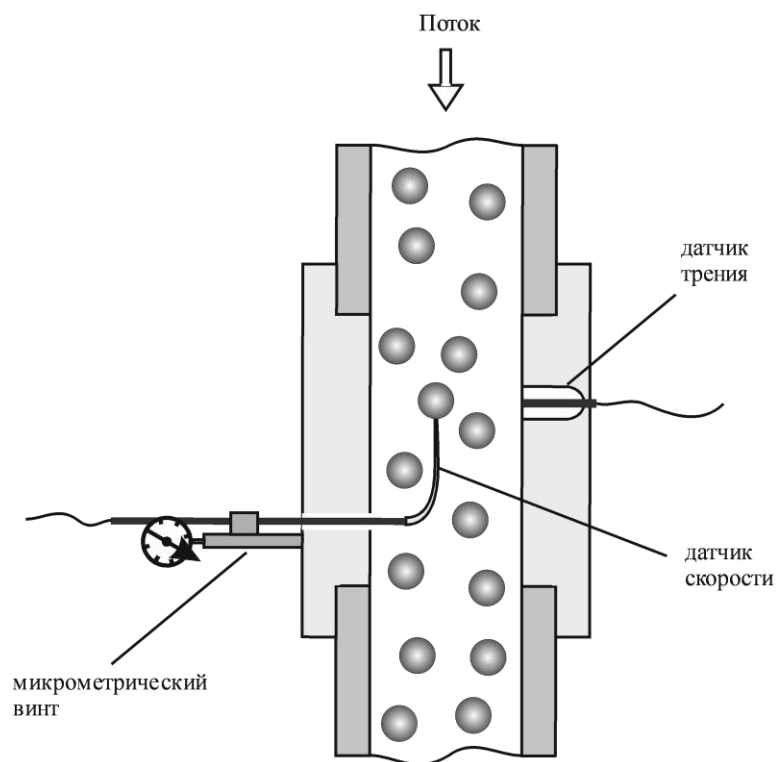


Рис. 4.1. Измерительный участок.

Участок состоял из трех секций нержавеющей трубы длиной каждая по 1.25 м. Измерительный участок был изготовлен из оргстекла (рис. 4.1). Вверх по потоку перед измерительным участком была установлена прозрачная секция для визуального наблюдения течения. Измерения трения на стенке, профилей скорости жидкости и локального газосодержания проводились с помощью электродиффузионного метода [134, 129]. В измерительном участке были установлены три датчика трения. Датчики были изготовлены из платиновой проволоки, вклеенной в стенку и зашлифованной заподлицо с ней. Диаметр большого датчика был равен 0.3 мм. Маленькими датчиками были прямоугольные электроды размером 0.03x0.2 мм. Датчиком скорости служила платиновая проволока диаметром 0.05 мм, вклеенная в стеклянный капилляр. Диаметр капилляра на рабочем торце датчика был равен 0.07 мм. Датчик был установлен на подвижном механизме. Начальное положение датчика определялось по касанию стенки с точностью 0.01 мм. Датчик скорости применялся как для измерения профилей скорости, так и локального газосодержания с использованием комбинированной методики описанной в работе [129].

Рабочей жидкостью служил раствор 0.005 н ферри- и ферроцианида калия и 0.25 М гидроксида натрия в дистиллированной воде. Для повышения вязкости в рабочую жидкость был добавлен глицерин. Весовая концентрация глицерина равнялась 57%. В течение экспериментов температура рабочей жидкости поддерживалась постоянной на уровне $30 \pm 0.2^\circ \text{C}$. При данной температуре вязкость рабочей жидкости была равна $\nu = 5.0 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Перед измерениями проводилась калибровка датчиков трения и скорости в однофазном потоке.

Расход жидкости измерялся системой ротаметров. Ротаметры калибровались на той же жидкости и при той же температуре, при которой проводились измерения. Пузырьковый поток получался с помощью специального смесителя. Смеситель был установлен на входе в восходящей секции трубы, которая через U-образную секцию была соединена с опускной секцией. Таким образом, пузыри формировались в восходящем потоке, что позволяло уменьшить разброс по диаметрам. Газ вводился в поток жидкости через 8 иголок из нержавеющей стали внутренним диаметром 0.2 мм. Во всех режимах течения поток записывался на камеру Canon XL1, что позволяло определить диаметр пузырей.

4.2. Результаты измерений

Эксперименты проводились при трех значениях приведенной скорости жидкости $V_L = 0.133, 0.271$ и 0.376 м/с . Соответствующие им числа Рейнольдса, определенные как $Re = V_L D / \nu$, равнялись 500, 1000 и 1500. При всех режимных параметрах потока однофазное течение было ламинарным.

Объемное расходное газосодержание определялось как:

$$\beta = V_G / (V_G + V_L),$$

где V_G – приведенная скорость газа, определенная при давлении в измерительном сечении. Значения β изменялись от 0.005 до $0.1 \div 0.2$. Диапазон β в экспериментах ограничивался появлением больших пузырей и переходом к снарядному потоку.

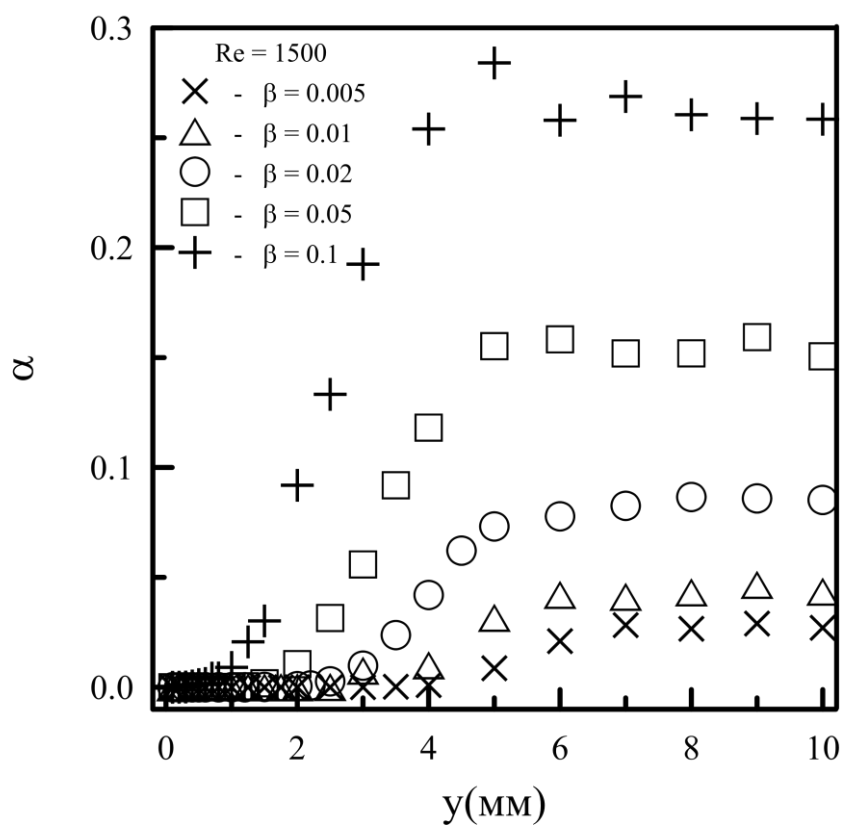
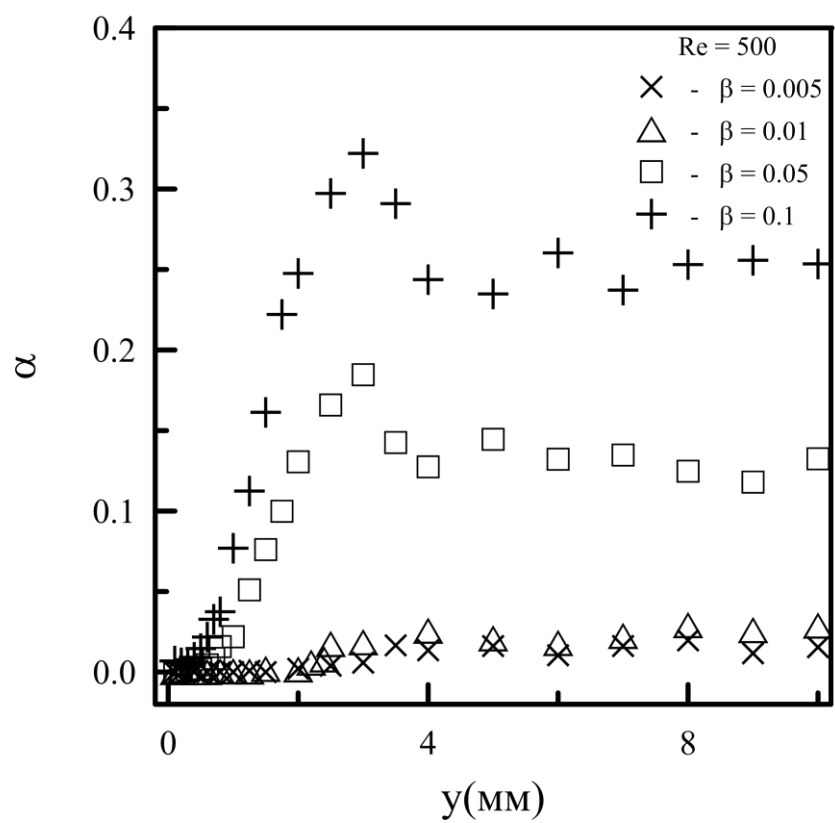


Рис. 4.2. Профили локального газосодержания.

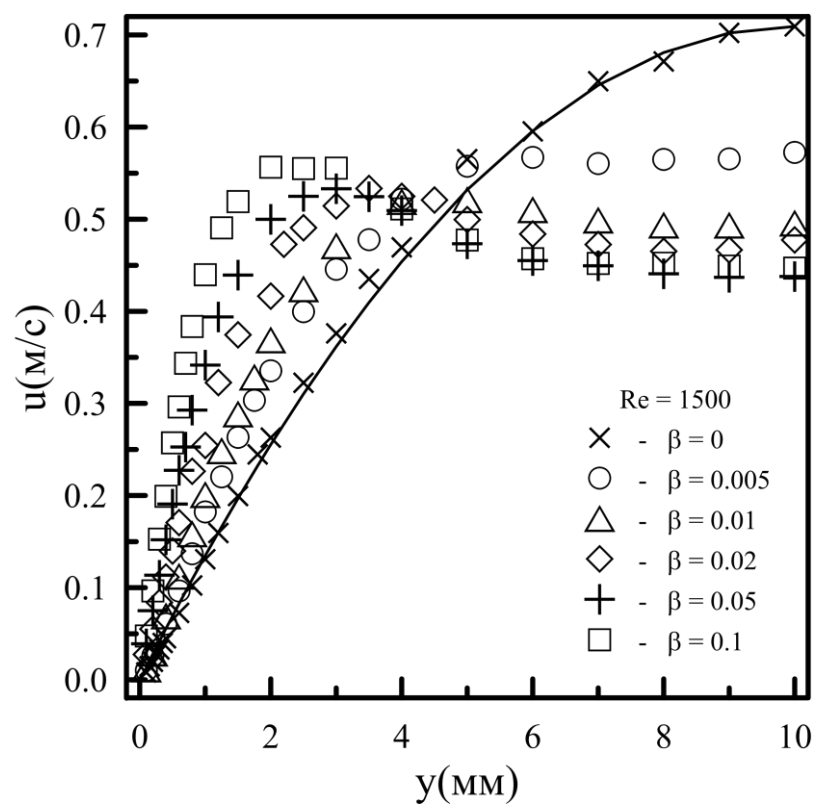
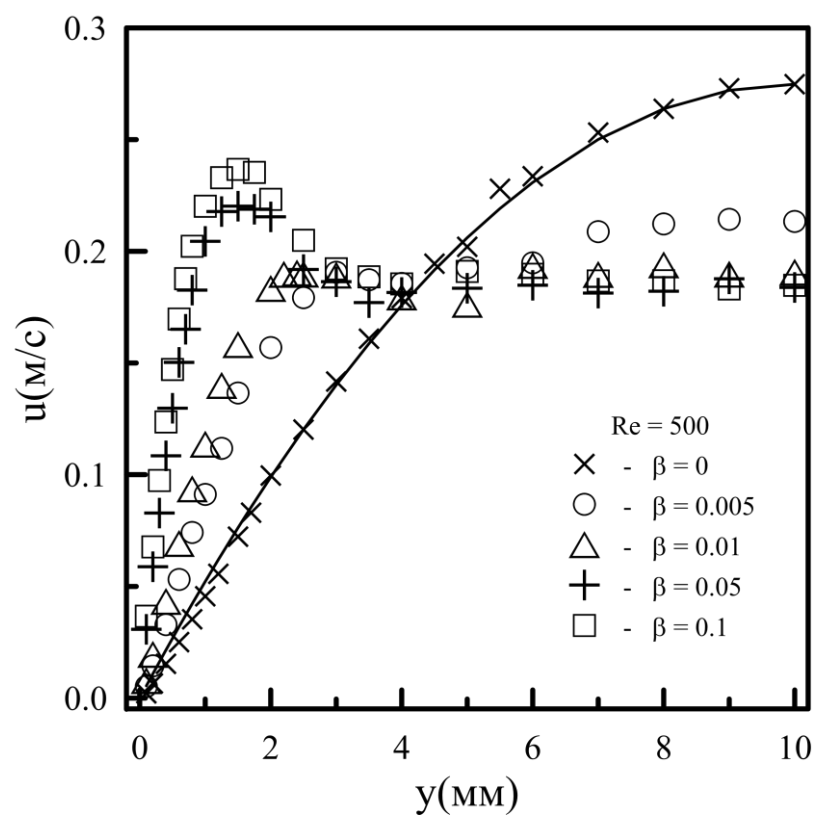


Рис. 4.3. Профили скорости жидкости.

Распределение газовых пузырей по диаметрам было довольно широким. Средний диаметр пузырей, в зависимости от расходного газосодержания, изменялся от 2.6 до 3.5 мм.

4.2.1. Профили скорости жидкости и локального газосодержания

Профили локального газосодержания α для двух чисел Рейнольдса показаны на рис. 4.2. Вблизи стенки α равняется нулю. Эта свободная от пузырей область легко заметна. Для $Re=1500$ и $\beta=0.005$ и 0.01 ширина данной области равняется 4 мм, таким образом, все пузыри оттесняются в ядро потока.

Ширина этого свободного от пузырей слоя зависит как от скорости жидкости, так и от расходного газосодержания. Профили α в центральной части трубы выположены. Характерной чертой этих профилей является наличие максимума локального газосодержания на некотором расстоянии от стенки при высоких значениях β . Похожие распределения локального газосодержания были отмечены для больших чисел Рейнольдса в турбулентных режимах [2, 161].

Профили скорости жидкости для тех же значений Re показаны на рис. 4.3. Наблюдается сильное отклонение двухфазных профилей от однофазных в течении Пуазейля (данные с $\beta=0$). Деформация профилей становится сильнее с увеличением объемного расходного газосодержания. Интересно отметить, что довольно сильное отклонение от однофазного параболического профиля имеет место даже при очень низких значениях β , таких как $0.005 \div 0.01$. Распределение $u(r)$ в центральной части трубы плоское для всех β . Как только локальное газосодержание становится ненулевым, профили скорости жидкости немедленно выполаживаются. В работе [40] также отмечена деформация профилей скорости жидкости в пузырьковом восходящем потоке (рис. 4.4).

Профили скорости жидкости в опускном течении также имеют локальный максимум в стороне от оси трубы при больших значениях β . Данная особенность отмечена и в развитом турбулентном потоке [136, 2].

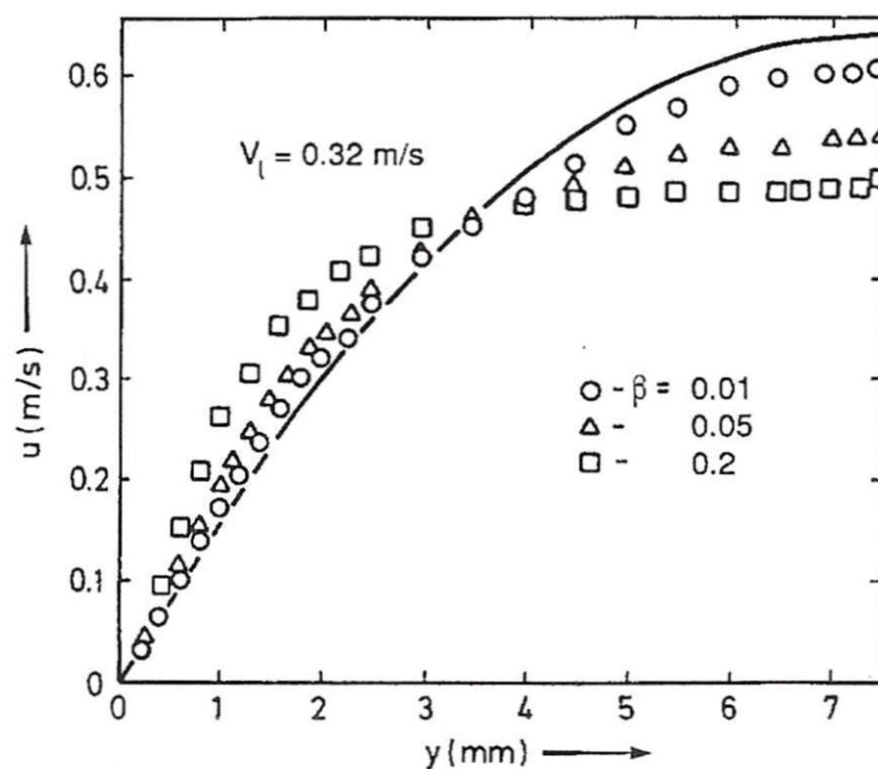
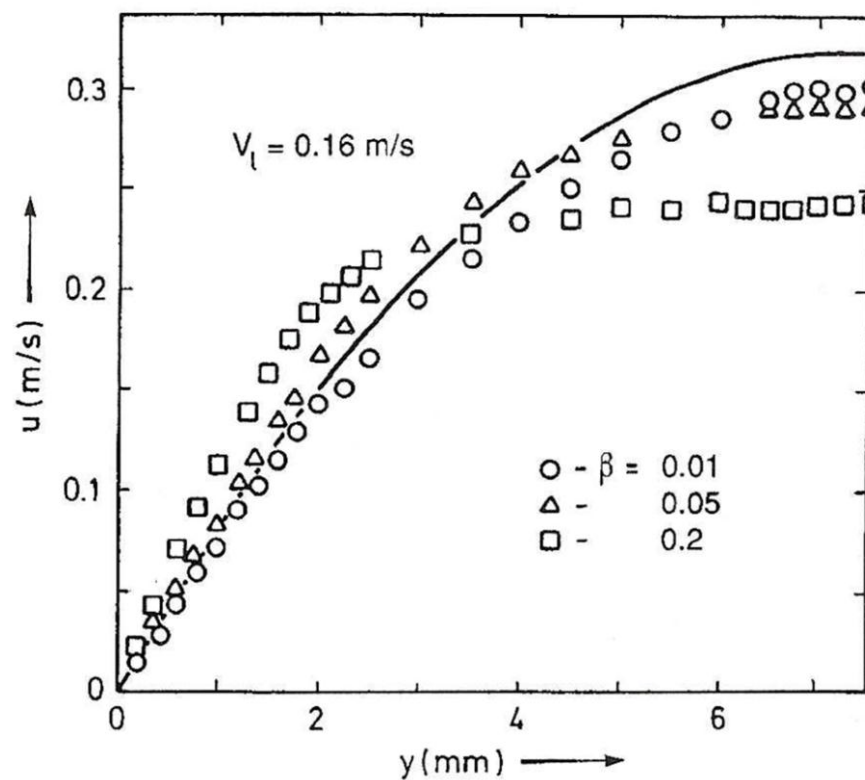


Рис. 4.4. Профили скорости жидкости из работы [40].

4.2.2. Пульсации скорости жидкости

Профили относительных пульсаций скорости жидкости $\varepsilon_u = u'/u$ приведены на рис. 4.5. Здесь u' – среднеквадратичные пульсации скорости жидкости. В центральной части трубы ε_u является постоянной. Значения ε_u сильно зависят от расходного газосодержания и приведенной скорости жидкости.

При всех параметрах течения имеется минимум пульсаций на некотором расстоянии от стенки. Позиция этого минимума зависит от скорости жидкости, он ближе к стенке при $Re=500$. Далее пульсации растут по приближению к центру трубы. Это результат развития наведенной пузырями турбулентности, вызванной перемешиванием жидкости пузырями. Поведение ε_u в центральной части трубы коррелирует с поведением профилей локального газосодержания (рис. 4.2). При $Re=500$ наблюдается эффект «насыщения флуктуаций». Значение ε_u увеличивается с ростом β от 0.005 до 0.05, а затем остается постоянным при росте β до 0.1. Подобные эффекты были отмечены в экспериментах при больших числах Рейнольдса, описанных в [161].

Также отмечено увеличение пульсаций скорости жидкости по мере приближения к стенке. В случае ламинарных чисел Рейнольдса пульсации скорости жидкости можно рассматривать как псевдотурбулентность. Пульсации в центральной части трубы можно считать в явном виде возмущениями, наведенными пузырями. Причина увеличения флуктуаций в пристенной области не так очевидна, поскольку в этой части трубы локальное газосодержание равно нулю.

4.2.3. Трение на стенке

На рис. 4.6, а представлена зависимость трения на стенке от объемного расходного газосодержания для трех значений числа Рейнольдса трубы. τ_w – трение на стенке в опускном пузырьковом потоке, τ_0 – трение на стенке в однофазном течении в трубе при той же самой приведенной скорости жидкости. Отношение τ_w/τ_0 монотонно увеличивается при росте β и уменьшается с

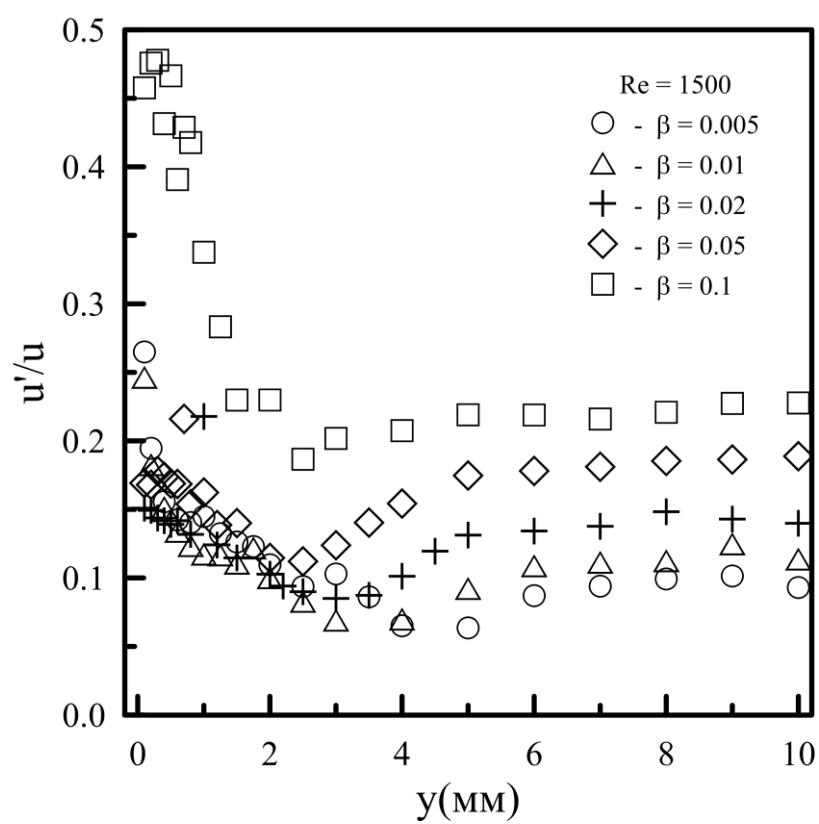
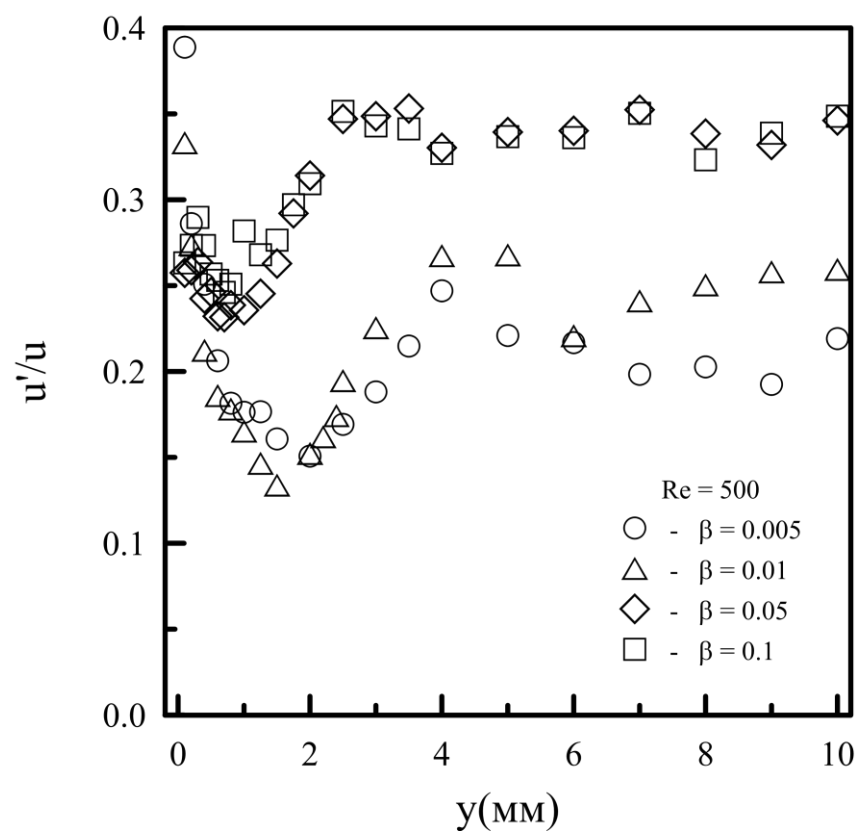


Рис. 4.5. Пульсации скорости жидкости.

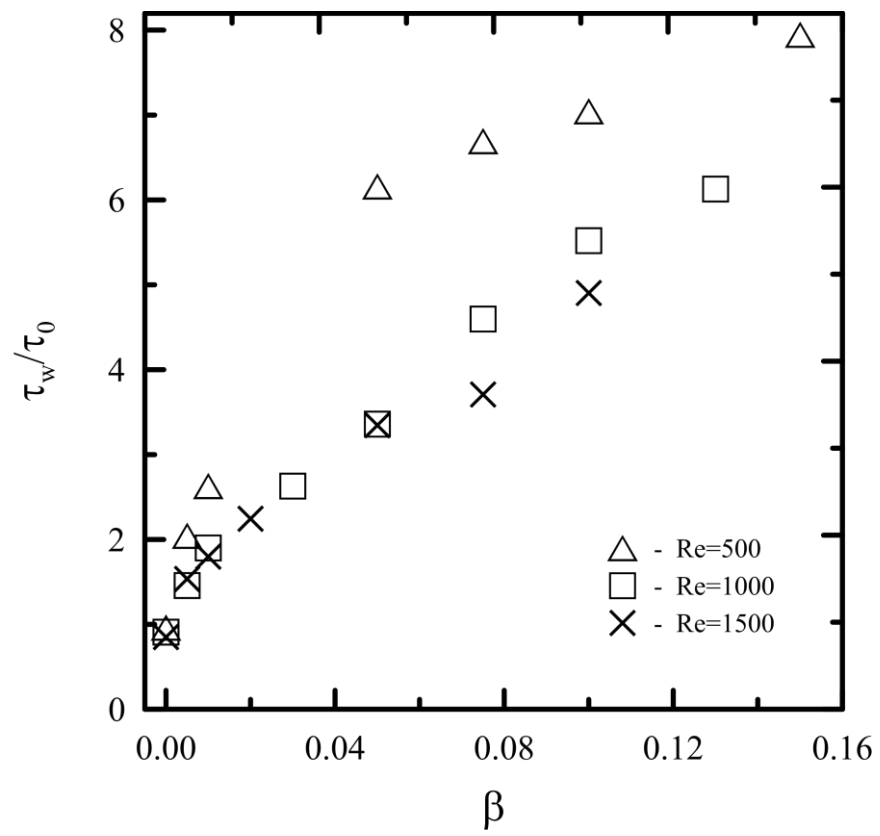


Рис. 4.6.а. Трение на стенке.

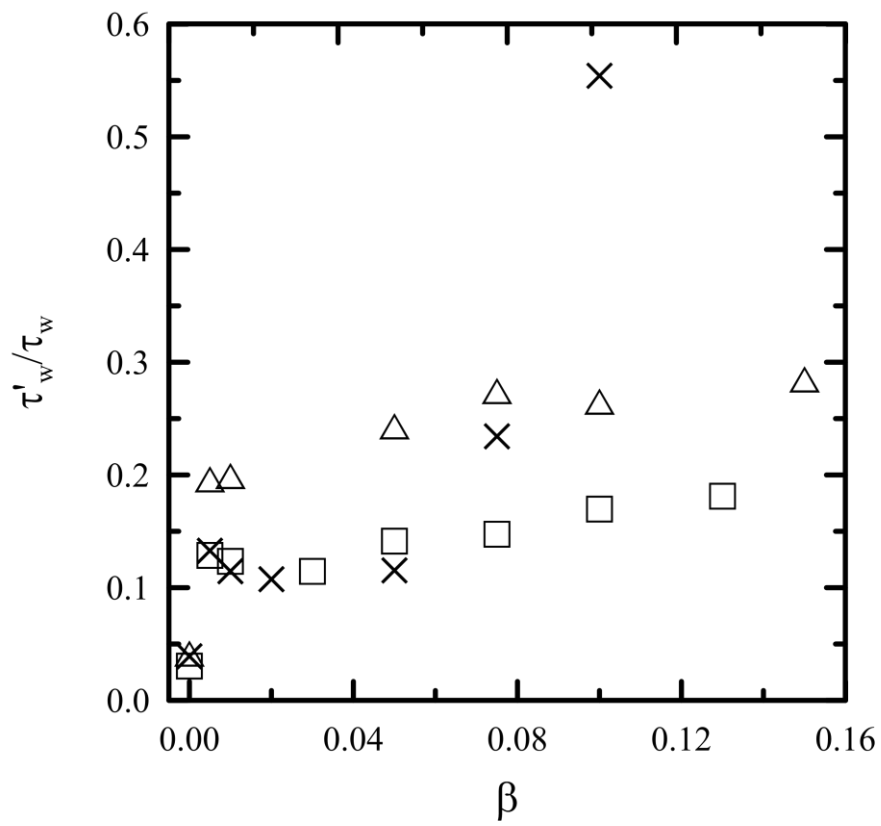


Рис. 4.6.б. Пульсации трения на стенке.

увеличением скорости жидкости. Увеличение трения на стенке коррелирует с деформацией профилей скорости жидкости (см. рис. 4.3).

Относительные пульсации трения на стенке τ'_w/τ_w показаны на рис. 4.6, б. Здесь τ'_w – среднеквадратичное значение пульсаций трения на стенке. Величина τ'_w/τ_w зависит как от скорости жидкости, так и от β . Поведение пульсаций трения на стенке при $Re=1500$ отличается от картины при более низких числах Рейнольдса. Большие значения τ'_w/τ_w для $\beta=0.1$ возможно связаны с переходом к снарядному течению. Ненулевые значения τ'_w/τ_w при $\beta=0$, по-видимому, вызваны электрическими шумами в электронном оборудовании.

Значения τ'_w/τ_w хорошо коррелируют с величинами ε_u вблизи стенки, когда $y \rightarrow 0$. Например, для $Re=1500$, $\beta=0.1$ наибольшая величина ε_u вблизи стенки равна 0.48, тогда как соответствующее значение τ'_w/τ_w равно 0.56. Следовательно, при докритических числах Рейнольдса наблюдается развитие турбулентности, наведенной стенкой. Это связано с сильным перемешиванием потока жидкости пузырями, движущимися вверх по потоку относительно жидкости. Однако, данный эффект не носит локальный характер, так как пузыри, движущиеся в центральной части трубы, генерируют пульсации жидкости в пристенной зоне течения.

4.3. Обсуждение результатов

Различие структуры восходящего и опускного потоков, в mnogой степени, зависит от распределения локального газосодержания по поперечному сечению трубы. Боковая сила, действующая на пузыри, приводит к концентрации пузырей у стенки в восходящем течении и в центре канала – в опускном. В опускном потоке у стенки трубы существует слой жидкости, свободный от пузырей газа. Толщина этого слоя зависит от параметров течения и может быть равна половине радиуса трубы. Таким образом, в опускном потоке в однофазной области течения имеет место развитие пристенной структуры.

Важной характерной чертой опускающего течения является сильная деформация профиля скорости жидкости. Это происходит по двум причинам. Во-первых, неоднородное распределение газовой фазы приводит к уменьшению сдвиговых напряжений в центральной части трубы по сравнению с однофазным потоком. Во-вторых, в центральной части трубы присутствует высокий уровень наведенной пузырями турбулентности. Этот механизм подобен механизму в восходящем течении [158].

Влияние числа Рейнольдса на параметры двухфазного течения в опускающем потоке не такое сильное. Структура течения при низких скоростях жидкости качественно подобна как для ламинарных, так и для турбулентных чисел Рейнольдса. Если даже небольшое количество газовых пузырей присутствует в ламинарном потоке, происходит турбулизация течения, и структура потока становится подобной структуре турбулентного потока. Сравнение полученных данных с данными работы [161] подтверждает подобие структуры.

Важным вопросом, касающимся газожидкостных потоков, является вопрос развития турбулентных пульсаций скорости жидкости и трения на стенке. В предыдущих исследованиях [2, 161, 144] наблюдалось демпфирование турбулентных пульсаций в пристенной области течения. В центральной части трубы происходит выполаживание профиля скорости жидкости, что ведет к подавлению собственной турбулентности жидкости за счет уменьшения градиента скорости. Кроме того, относительное движение газовых пузырей приводит к сильному перемешиванию потока. Соревнование двух этих механизмов и дает результирующую турбулентную структуру течения.

Существование ламинарного пузырькового течения без пульсаций не представляется возможным (по крайней мере, в условиях ненулевой гравитации). По мере увеличения расходной скорости жидкости (или объемного газосодержания) должен существовать непрерывный переход от чисто ламинарного течения к псевдотурбулентному и затем к развитому турбулентному. Как отмечено в данной работе, а также, например, в [40], фактически невозможно провести различие между псевдотурбулентным режимом и развитым

турбулентным (по крайней мере, по простейшим осредненным и пульсационным характеристикам течения). Аналогичная ситуация имеет место при течении тонких пленок жидкости (см., например, монографию [162]). В пленках жидкости, стекающих по вертикальной поверхности, чисто ламинарное течение существует только при малых числах Рейнольдса. При увеличении числа Рейнольдса имеется обширная область волнового течения с интенсивными пульсациями толщины пленки, трения на стенке и скорости жидкости. Затем происходит переход к развитому турбулентному режиму. Выделить четко границу между волновым и турбулентным режимами невозможно.

Детальный сценарий развития турбулентного режима в пузырьковом двухфазном течении будет являться предметом дальнейших исследований.

4.4. Выводы

Проведены эксперименты в опускном пузырьковом потоке при докритических числах Рейнольдса.

- Основной характерной чертой опускного течения является концентрация пузырей в центральной части потока и выполаживание профиля скорости жидкости в центре трубы.
- Отмечено развитие наведенной стенкой турбулентности.
- Даже при очень малых значениях расходного газосодержания отмечено сильное влияние газовой фазы на параметры течения. Такое поведение течения коррелирует с предыдущими измерениями в турбулентном режиме течения.

Проведенные измерения представляют ряд детальных экспериментальных данных по структуре опускного ламинарного пузырькового течения. Полученные результаты обеспечивают данные для разработки и тестирования моделей расчета пузырьковых потоков.

5. Структура восходящего снарядного течения

Для двухфазных газожидкостных потоков характерно образование крупномасштабных структур, обусловленных взаимодействием фаз. В случае снарядного течения такие структуры, как газовые снаряды и разделяющие их жидкие пробки, наиболее четко выделены.

Целью настоящей работы стало дальнейшее исследование поведения напряжения трения на стенке в восходящем снарядном течении. Использовалась методика, учитывающая индивидуальную скорость каждого снаряда в процессе осреднения по ансамблю. Также проводился анализ локальной структуры жидких пробок восходящего снарядного потока как крупномасштабных структур течения. Была исследована эволюция профиля скорости в жидкой пробке снарядного течения в вертикальной трубе.

5.1. Измерение трения и скорости снарядов

5.1.1. Измерительный участок и методика измерений

Эксперименты проводились на установке, описанной в [59]. Установка – это замкнутый по жидкости циркуляционный контур. Его рабочим участком являлась вертикальная труба из нержавеющей стали внутренним диаметром 20 мм и длиной 4.5 м. Жидкость из бака центробежным насосом подавалась в рабочий участок через регулирующие вентили, расход измерялся с помощью ротаметров. Воздух вводился в поток жидкости на входе рабочего участка через сопло диаметром 8 мм. Расход воздуха определялся по перепаду давления на расходомерной диафрагме. Измерения проводились в диапазоне приведенных скоростей жидкости от 0.5 до 1.0 м/с и объемных расходных газосодержаний от 0.2 до 0.5.

Измерения проводились электродиффузионным (электрохимическим) методом [127]. Для определения скорости и длины газовых включений на оси трубы были установлены два датчика электропроводности, представляющие собой платиновые электроды диаметром 50 мкм, вваренные в стеклянный

капилляр диаметром 100 мкм. Торцы датчиков шлифовались для придания им конической формы. Расстояние между датчиками составляло 5.75 мм. В сечении канала, совпадающем с первым по потоку датчиком электропроводности, был установлен двойной датчик трения [56, 57], позволяющий измерять знакопеременное трение на стенке и определять моменты смены направления течения. Датчик изготавливался из платиновых пластин размером 0.07×0.9 мм, разделенных тонкой диэлектрической пленкой. При совместном включении обоих электродов датчика сигнал второго по потоку электрода будет несколько меньше, чем при раздельном включении, т. к. он находится в диффузионном следе первого электрода. Таким образом, сравнение сигналов электродов датчика позволяет определить направление течения. Для определения величины напряжения трения на стенке использовался сигнал первого по потоку электрода датчика. Применялся относительный вариант электрохимического метода с калибровкой датчика в однофазном потоке.

Схема подключения первичной электронной аппаратуры приведена на рис. 5.1. Сигналы датчиков проводимости (3, 4) подавались на усилители (5, 7) и далее после прохождения через полосовые фильтры (6, 8) выпрямления (9, 10) АЦП (11) и далее на компьютер.

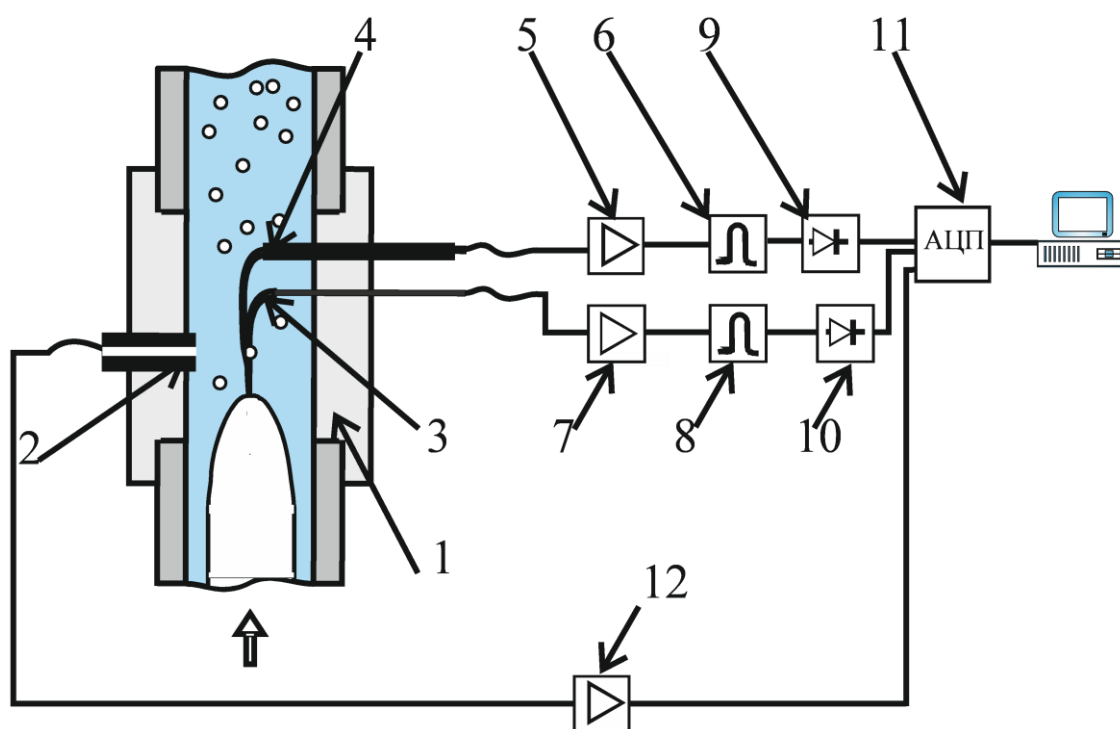


Рис. 5.1. Схема измерений скорости снарядов.

поступали на аналого-цифровой преобразователь (11). Датчики трения (2) подключался к двухканальному усилителю (12), после которого сигналы датчика также поступали на АЦП (11). Дальнейшая обработка сигналов проводилась в цифровом виде на компьютере. Датчики опрашивались с частотой 100 кГц по каждому каналу в течение 100÷200 с (в зависимости от режимных параметров). Для каждого режима набиралась статистика от 400 до 600 снарядов. Все полученные реализации сохранялись на жестком диске для последующей обработки.

При обработке реализаций использовалась следующая методика. Первым этапом обработки было определение порогового уровня сигнала датчиков электропроводности, соответствующего переходу между газом и жидкостью. По времени прохождения границы раздела газ-жидкость между датчиками определялась скорость движения газового включения (рис. 5.2). На рисунке обозначены: 1 – датчики трения, 2 – датчики проводимости; пунктирным линиям соответствуют первые по потоку датчики, сплошным – вторые. Далее из скорости и времени нахождения датчика проводимости в газе рассчитывалась длина

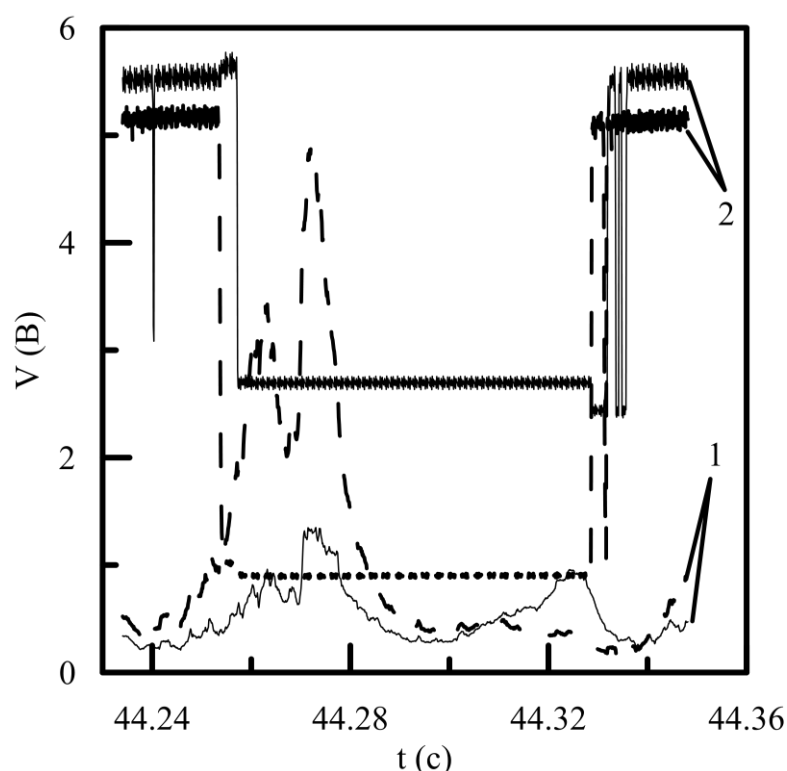


Рис. 5.2. Сигналы датчиков.

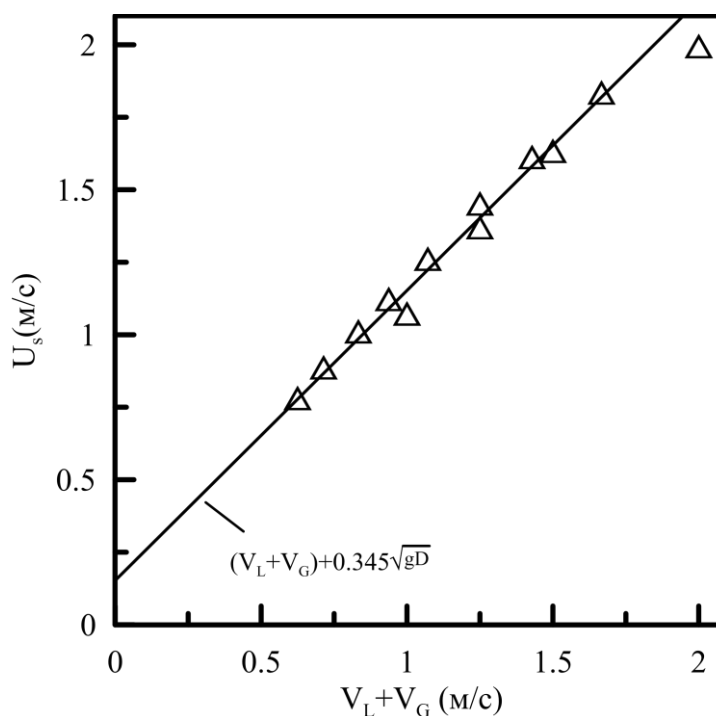


Рис. 5.3. Скорость снарядов.

газового включения. Снарядами считались газовые включения длиной больше, чем диаметр трубы.

5.1.2. Результаты экспериментов

В результате обработки реализаций двойного датчика проводимости были получены данные по скоростям снарядов в различных режимах. Зависимость средней скорости снарядов от скорости движения смеси представлена на рис. 5.3. Средняя скорость снарядов оказалась ниже зависимости, приведенной в работе Коллинза [61]. В одном и том же режиме (при постоянных значениях приведенных скоростей жидкости и газа) скорости индивидуальных снарядов существенно различались. На рис. 5.4 представлена дисперсия скорости снарядов при двух значениях приведенной скорости жидкости. Как видно, значения дисперсии сильно возрастают с ростом расходного газосодержания. Это свидетельствует о том, что при больших значениях газосодержания снарядное течение становится менее регулярным.

Результаты измерения среднего по времени напряжения трения на стенке приведены на рис. 5.5. При приведенной скорости жидкости 0.5 м/с наблюдается некоторое отклонение экспериментальных результатов от расчета по зависимости

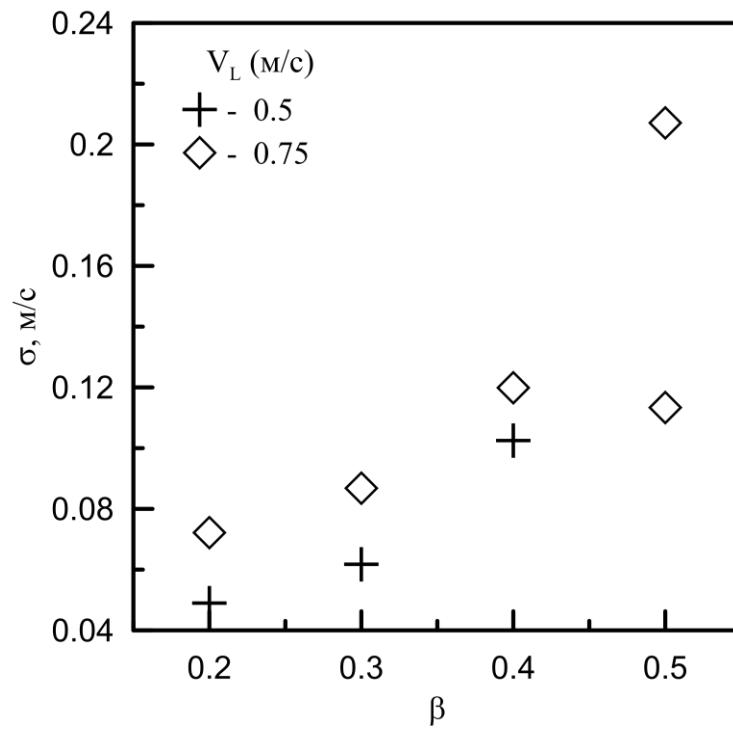


Рис. 5.4. Дисперсия скорости снарядов.

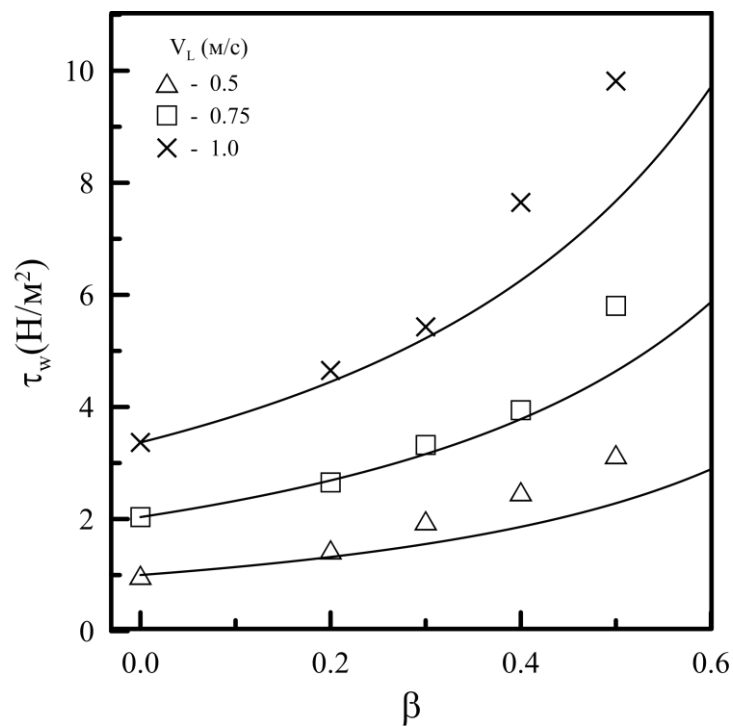


Рис. 5.5. Трение на стенке.

Арманда [151] при высоких газосодержаниях ($\beta = 0.5$). Аналогичное поведение трения в снарядном течении отмечалось в работе [56]. При еще более низких приведенных скоростях жидкости среднее по времени трение может стать отрицательным.

Для измерения знакопеременного трения в данной работе использовался двойной датчик трения, состоящий из двух электродов, расположенных на близком расстоянии друг от друга. При работе такого датчика в снарядном течении сигнал первого по потоку электрода имеет большее значение. Второй электрод экранируется диффузионным слоем первого по потоку и его сигнал ниже. Из сравнения показаний двух электродов определялось направление течения, а по показаниям первого по потоку датчика – абсолютная величина трения. Типичная запись сигнала датчика трения приведена на рис. 5.6. Видно, что по мере приближения доньшка газового снаряда трение уменьшается и при малых приведенных скоростях жидкой фазы может принимать отрицательные значения. Это, по-видимому, обусловлено наличием в пленке вокруг газового снаряда возвратного течения. Стекающая вниз пленка жидкости порождает сильный тороидальный вихрь, который следует непосредственно за газовым снарядом. Далее в жидкой пробке по мере удаления газового снаряда трение вновь становится положительным до прихода следующего газового снаряда. С увеличением приведенной скорости жидкости длительность участков отрицательного трения под газовыми снарядами уменьшается. Поведение трения

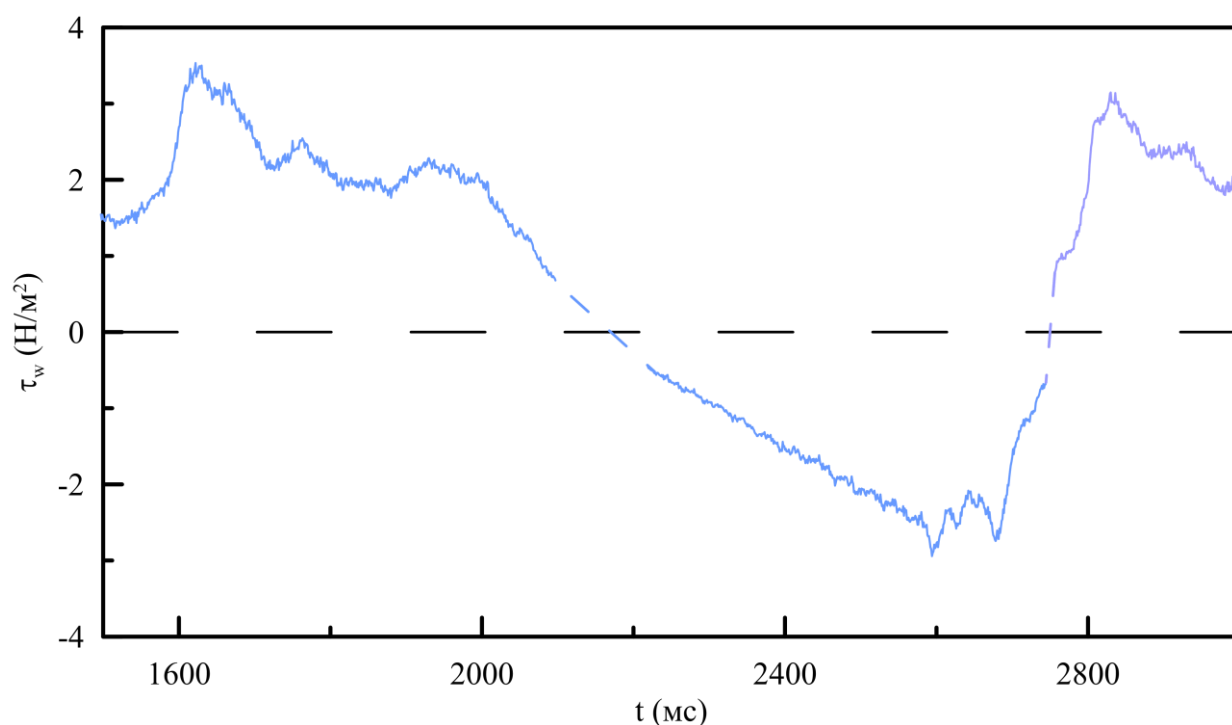


Рис. 5.6. Сигнал датчика трения.

на стенке полностью соответствует поведению скорости жидкости в пристенной зоне течения.

Видно, что имеются крупномасштабные пульсации трения, вызванные прохождением газового снаряда и жидкой пробки. В момент прохождения газового снаряда происходит резкое уменьшение значения трения, затем оно становится отрицательным, при этом течение вблизи стенки направлено вниз. Участок отрицательного трения соответствует опускному течению пленки жидкости, обтекающей газовый снаряд. На крупномасштабную структуру распределения трения наложены мелкомасштабные пульсации, обусловленные собственной турбулентностью жидкости.

Для получения осредненного распределения трения в моменты прохождения газовых снарядов использовалась методика условного осреднения по ансамблю реализаций. Ранее эта методика была применена для изучения снарядного течения в работах [57, 59]. В записях сигналов выбирались участки, соответствующие прохождению снарядов примерно одной и той же длины.

Осредненные значения трения на стенке в пленке жидкости при прохождении газового снаряда для различных длин снарядов при $V_L = 0.5$ м/с и β

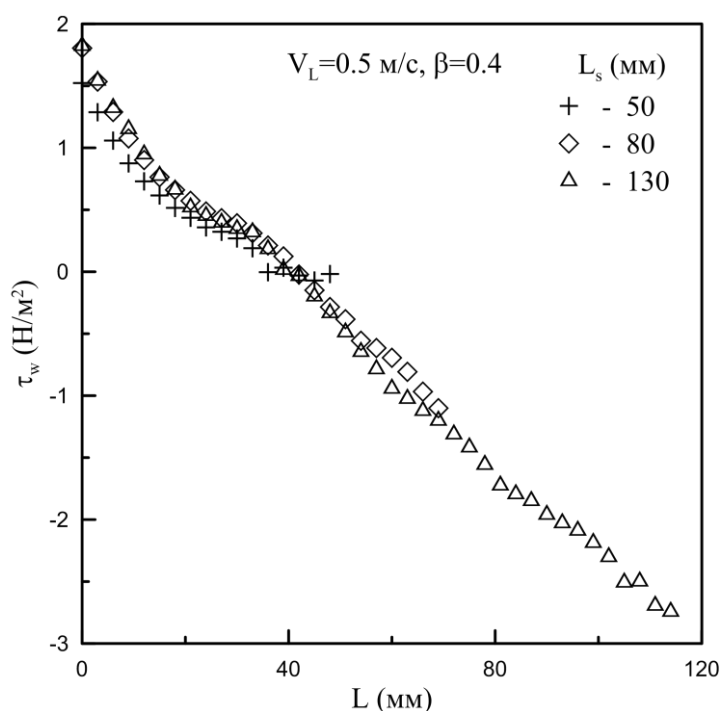


Рис. 5.7. Трение в пленке вокруг снаряда.

= 0.4 представлены на рис. 5.7. Видно, что трение уменьшается по мере удаления от носика снаряда и может принимать отрицательные значения при больших длинах снарядов. Увеличение объемного расходного газосодержания приводит к увеличению трения в пленке жидкости. Для разных значений длины газовых снарядов и газосодержаний характер изменения трения с ростом расстояния от начала снаряда остается практически неизменным. Следует отметить, что в области отрицательного трения не наблюдалось стабилизации трения по длине, что, по всей видимости, связано с недостаточной длиной газовых снарядов.

В начальном участке жидкой пробки, следующей за газовым снарядом, происходит резкое возрастание трения, связанное с разрушением пристенной струи жидкости, вытекающей из-под газового снаряда. В результате образуется циркуляционное течение (тороидальный вихрь), приводящее к существенной деформации профиля скорости по длине жидкой пробки, отмеченной в [59].

5.2. Измерения скорости жидкости и локального газосодержания

5.2.1. Измерительный участок и методика измерений

В существующей экспериментальной установке был изменен измерительный участок. Вместо двух неподвижных датчиков проводимости, смещенных друг относительно друга по оси трубы на 5.75 мм, использовались неподвижный датчик проводимости, закрепленный на оси трубы, и подвижный датчик скорости, установленный на координатном устройстве.

Датчик скорости представлял собой платиновую проволоку диаметром 50 мкм, вваренную в стеклянный капилляр диаметром около 100 мкм. Рабочий торец датчика зашлифовывался для придания ему конической формы. Датчик клеивался в державку, сделанную из металлической трубки диаметром 2 мм.

Измерительный блок располагался на расстоянии 4.2 м от места ввода газа. Схема измерений приведена на рис. 5.8. В измерительном блоке 1 были расположены сдвоенный датчик трения 2 и два датчика скорости 3 и 4. Датчик 3 был неподвижным, его чувствительный элемент находился на оси трубы. Датчик

4 был закреплен на координатном устройстве 5 и мог перемещаться от стенки до оси канала с дискретностью 0.01 мм. Все три датчика располагались в одном поперечном сечении трубы.

Неподвижный датчик скорости 3 работал в режиме электропроводности, тогда как подвижный датчик работал в комбинированном режиме [127]. На оба датчика подавалось малое высокочастотное напряжение с частотой 100 кГц. Кроме этого, на подвижный датчик подавалось постоянное напряжение смещения, необходимое для работы этого датчика в режиме предельного диффузионного тока. Ток подвижного датчика подавался на усилитель 6. Напряжение с выхода усилителя разделялось на два канала с помощью фильтров нижних частот 7 и высокочастотного полосового фильтра 8. Высокочастотный сигнал этого датчика детектировался с помощью устройства 9. Сигнал неподвижного датчика после усилителя 10 проходил через аналогичные полосовой фильтр 11 и детектор 12. Далее сигналы со всех трех каналов подавались на многоканальный АЦП 13, с выхода которого поступали в компьютер.

Эксперименты проводились при значениях приведенной скорости жидкости 0.5, 0.75 и 1.0 м/с при различных значениях расходного объемного

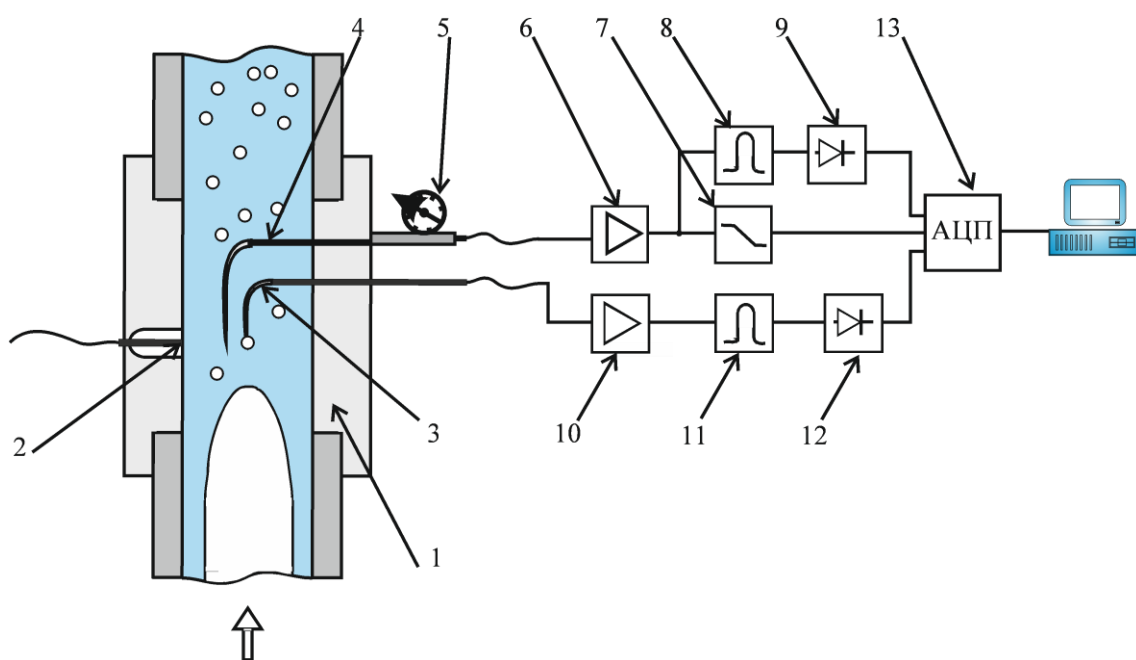


Рис. 5.8. Схема измерений в жидких пробках.

газосодержания. При каждом положении подвижного датчика запись сигналов велась в течение 100÷200 с. При этом в каждой точке должны были пройти не менее 400 газовых снарядов. Частота опроса АЦП была 5 кГц (по каждому каналу). При записи сигналов проводилась их предварительная обработка, позволяющая контролировать измеренный профиль скорости. Затем все первичные данные записывались на жесткий диск компьютера для хранения и дальнейшей обработки.

Низкочастотный сигнал с подвижного датчика использовался для измерения скорости и пульсаций скорости жидкости в двухфазном потоке. Предварительно проводилась его калибровка в однофазном потоке, при этом датчик располагался на оси трубы. Калибровочная зависимость для датчика строилась в виде $I = A + B\sqrt{u}$. В процессе калибровки в однофазном потоке определялись коэффициенты A и B , которые затем использовались при обработке реализаций, записанных в двухфазном потоке.

Характерные записи сигналов датчиков представлены на рис. 5.9. Здесь а – низкочастотный сигнал подвижного датчика, б – сигнал фазы подвижного

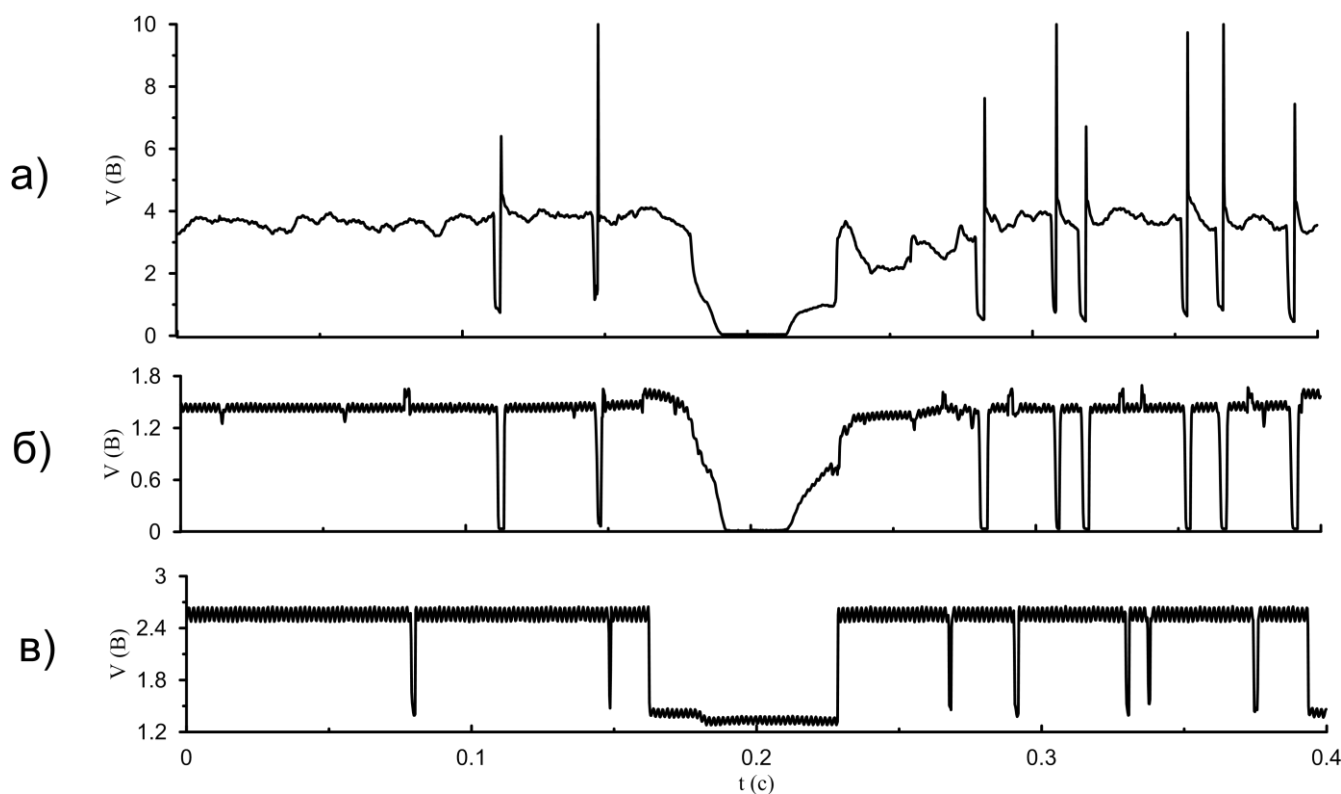


Рис. 5.9. Записи сигналов датчиков.

датчика, в – сигнал фазы неподвижного датчика. Сигналы фазы, т.е. детектированные высокочастотные сигналы, не зависят от скорости жидкости, а имеют два фиксированных уровня, соответствующих жидкой и газовой фазам. Особенно четко это видно на рис. 5.9,в. Напротив, низкочастотный сигнал подвижного датчика зависит от скорости жидкости, когда датчик находится в жидкой фазе. При попадании в газовую фазу, этот сигнал существенно падает. В случае прохождения через датчик газового пузыря это падение не такое четкое, как в сигнале фазы.

5.2.2. Результаты измерений

Обработка высокочастотного и низкочастотного сигналов подвижного датчика позволяет получить значения локального газосодержания и скорости жидкости, осредненные за все время измерения. Характерные распределения этих величин представлены на рис. 5.10 и 5.11. В пристенной области (координата y до примерно 3-4 мм) происходит возрастание локального газосодержания возрастает от нулевого значения на стенке до определенного значения, зависящего от режимных параметров. В центральной области трубы распределение газосодержания близко к равномерному, хотя и наблюдается некоторая тенденция к снижению к центру трубы. Профили скорости жидкости являются несколько менее заполненными, чем однофазные. Полученные распределения аналогичны результатам, приведенным в работе [56] для восходящего снарядного течения.

Представленные на рис. 5.10 и 5.11 величины локального газосодержания и скорости жидкости являются результатом осреднения за все время измерения. Для более детального изучения структуры течения проводился дальнейший анализ записей сигналов датчиков с целью разделения газовых снарядов и жидких пробок. Для этого использовался сигнал фазы неподвижного датчика. Схема этой процедуры заключалась в следующем. Вначале производилось определение порога вырезания газовой фазы. Для этого из измеренной реализации рассчитывалась зависимость газосодержания от порога. Далее выбирался уровень, расположенный посередине между уровнями жидкости и газа. После этого в

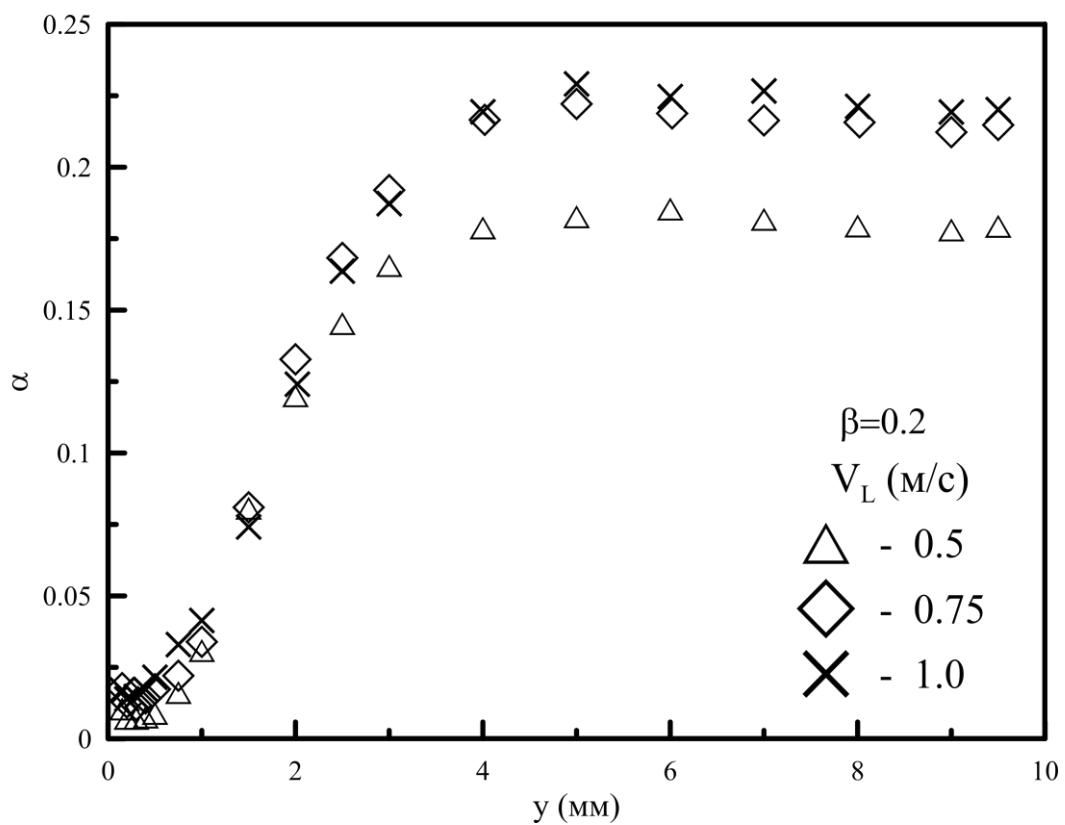


Рис. 5.10. Локальное газосодержание.

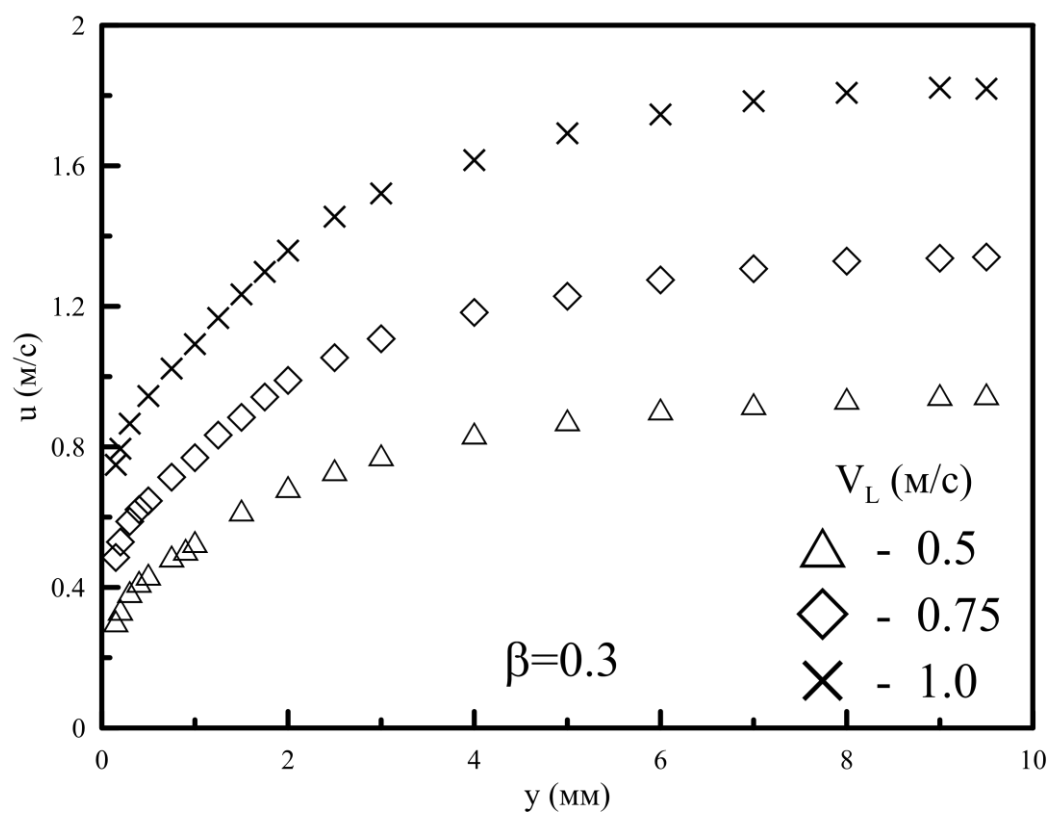


Рис. 5.11. Скорость жидкости.

записанной реализации определялись последовательно все газовые включения. По длительности газового включения определялась его длина, для чего использовалась зависимость скорости снарядов от режима течения, полученная в [56]. Критерием выбора между газовым снарядом и жидкой пробкой была длина газового включения, равная диаметру трубы. При нахождении газового снаряда определялись координаты его начала и конца. Затем, начиная от конца снаряда, отсчитывалась следующая за ним жидкая пробка. При этом последующие газовые включения также анализировались. Если их длительность не соответствовала критерию выбора снаряда, то они рассматривались как пузыри в жидкой пробке. При нахождении газового включения, соответствовавшего критерию газового снаряда, жидкая пробка считалась законченной на носике соответствующего снаряда.

Для расчета эволюции профилей скорости жидкости в жидкой пробке использовался метод условного осреднения по ансамблю реализаций. При осреднении учитывались только пробки, имеющие определенную длину, в пределах $\pm 10\%$. Кроме этого, необходимо было, чтобы длина предшествующего газового снаряда также была одной и той же в некоторых пределах. В результате при каждом значении поперечной координаты у усреднялись участки реализаций, соответствующие нескольким десяткам идентичных пробок. Результаты полученных таким образом продольных распределений скорости вдоль жидкой пробки приведены на рис. 5.12 и 5.13. Здесь координата x отсчитывается от начала жидкой пробки, то есть от конца предшествующего газового снаряда. Видно, что распределение скорости по длине пробки ведет себя совершенно по-разному в зависимости от расстояния от стенки. При малых значениях y в начале пробки значение скорости сильно занижено. Это полностью коррелирует с поведением напряжения трения на стенке, описанным в работе [56]. Достаточно интересным является поведение продольного распределения скорости при $y=2.5$ мм. Вначале происходит быстрое возрастание скорости вблизи доньшка газового снаряда, затем по всей длине жидкой пробки скорость остается практически постоянной.

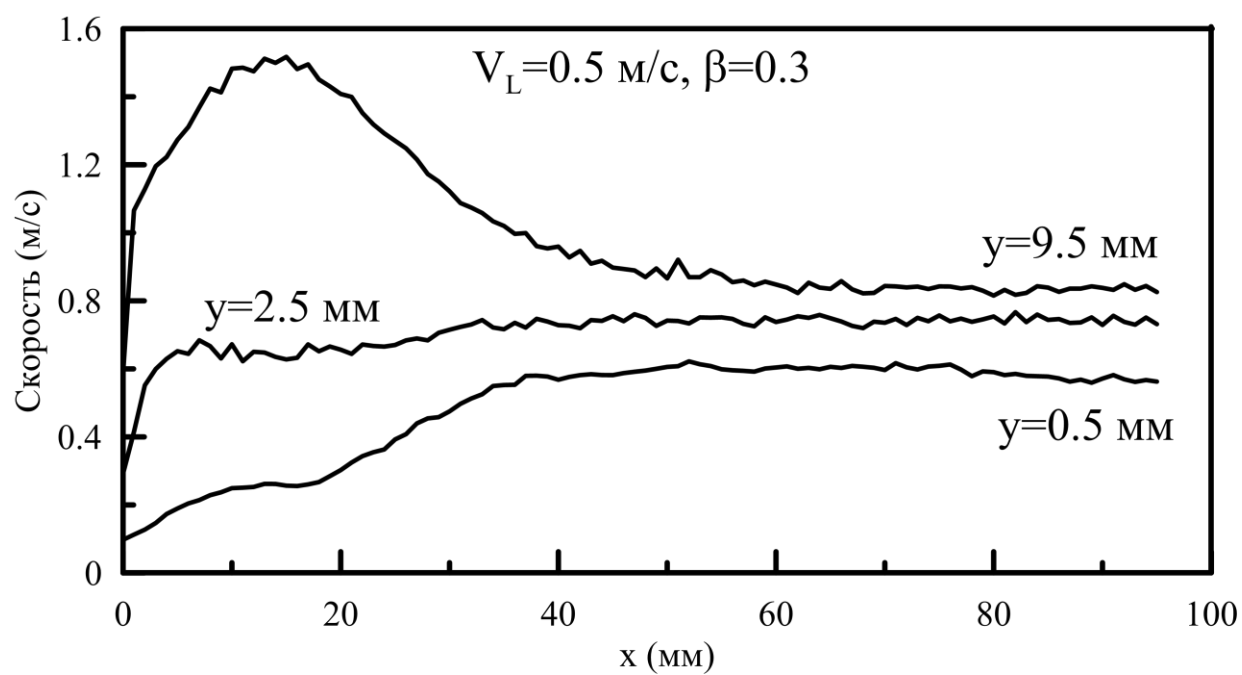
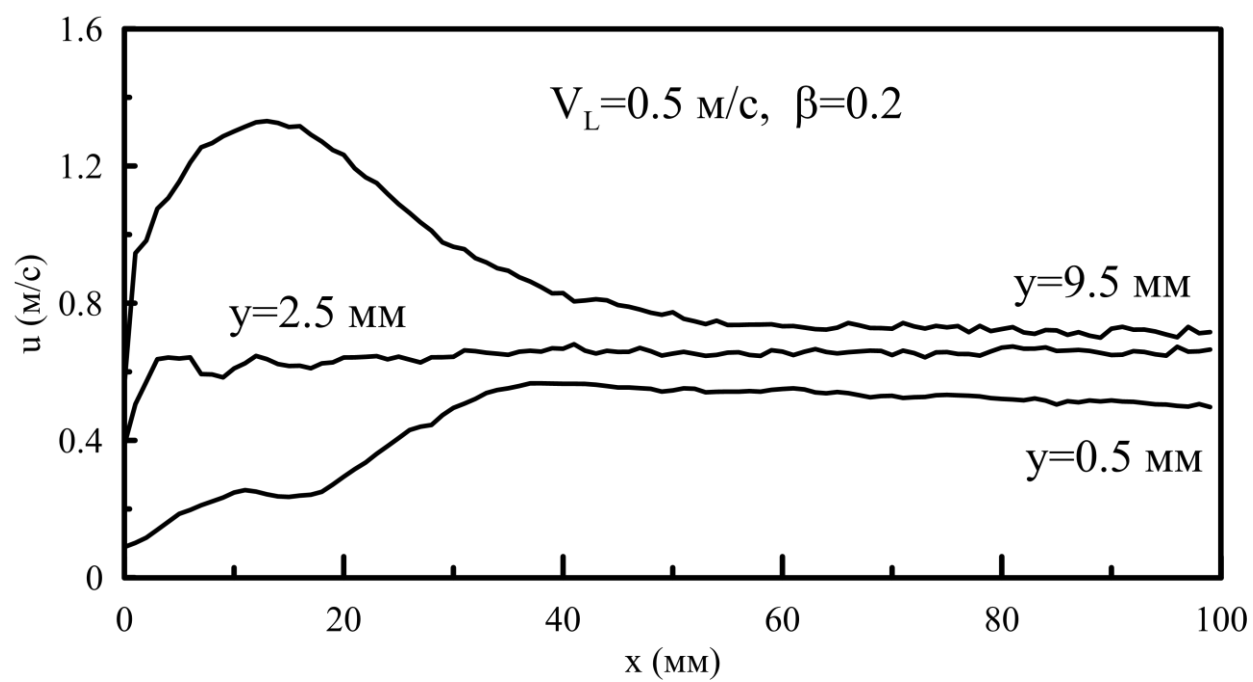


Рис. 5.12. Скорость вдоль жидкой пробки ($V_L = 0.5$ м/с).

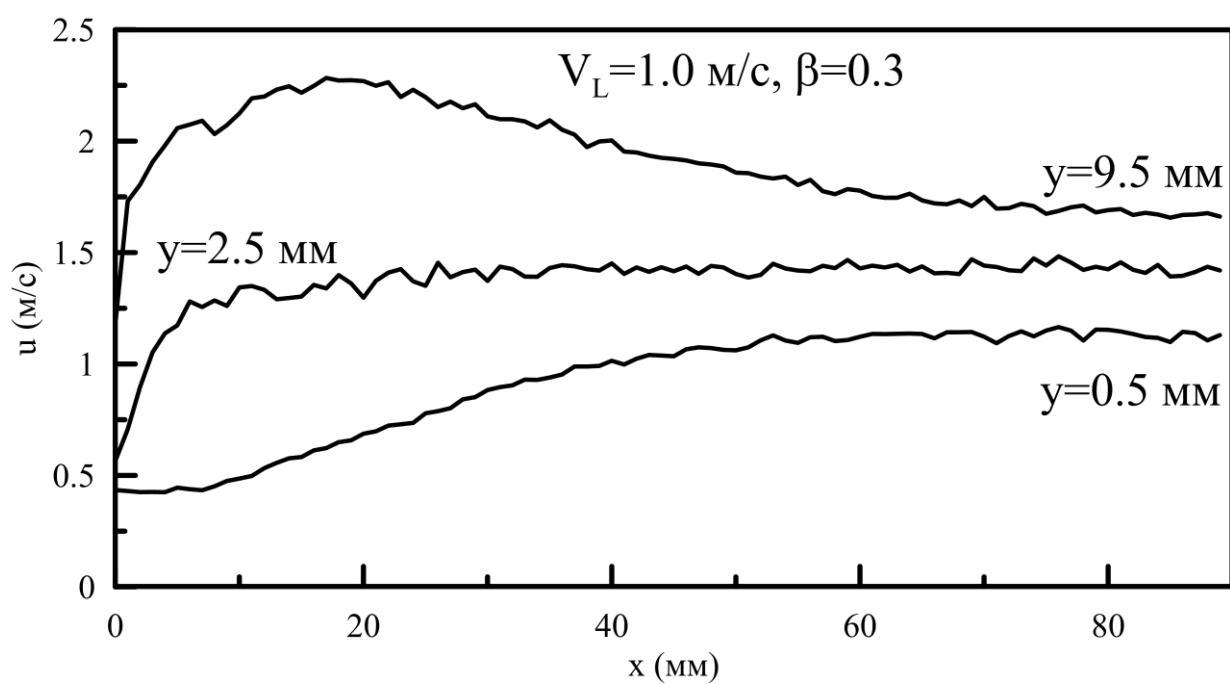
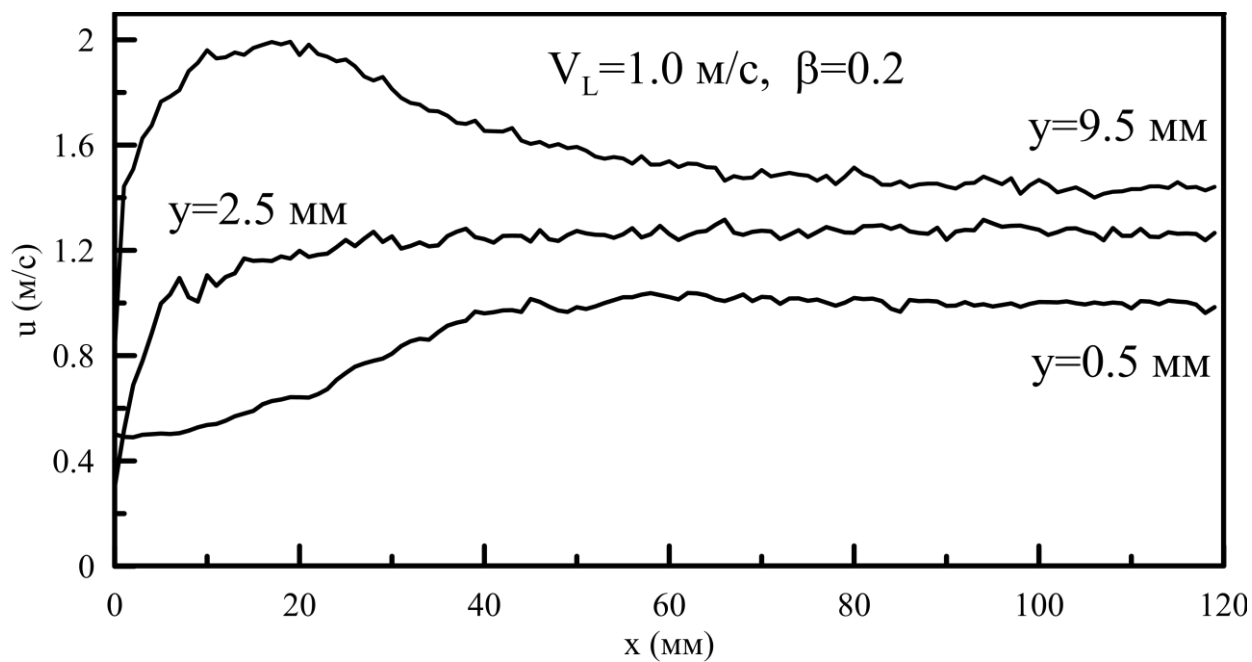


Рис. 5.13. Скорость вдоль жидкой пробки ($V_L = 1.0$ м/с).

Из записей реализаций сигналов были получены распределения скорости для всех измеренных значениях поперечной координаты. Эти распределения показывают плавный переход от распределения вблизи стенки до распределения на оси трубы.

Из полученных продольных распределений скорости жидкости были построены поперечные распределения. Они представлены на рис. 5.14 для различных значений координаты x , то есть расстояний от начала жидкой пробки. Видно, что происходит значительная деформация профилей скорости по сравнению с однофазным течением в трубе. Для сравнения на рисунках сплошными линиями показаны однофазные турбулентные профили с тем же значением скорости на оси трубы. Профили скорости значительно менее заполненные, чем однофазные, в начальной области жидкой пробки. При увеличении координаты u профили приближаются к однофазным.

Полученные продольные и поперечные распределения скорости являются результатом осреднения по ансамблю реализаций. Они демонстрируют крупномасштабную структуру течения в жидкой пробке снарядного потока. На эту крупномасштабную структуру накладываются турбулентные пульсации скорости, носящие случайный характер. Основной причиной возникновения показанной выше структуры является влияние кольцевой пленки жидкости, вытекающей из-под предыдущего газового снаряда. В начальном участке жидкой пробки это течение переходит в пристенную струю, направленную навстречу потоку. В результате, в начальном участке жидкой пробки образуется тороидальный вихрь, который существенно увеличивает скорость на оси трубы и приводит к ее уменьшению вблизи стенки. Наличие этого вихря было показано визуально, например, в работе [85]. В целом поперечные профили скорости жидкости вдоль жидкой пробки являются либо менее заполненными, чем в однофазном течении, либо совпадают с последними. Это приводит к тому, что профили скорости, осредненные за все время измерения (рис. 5.11), также являются менее заполненными. В этом отношении снарядное течение отличается

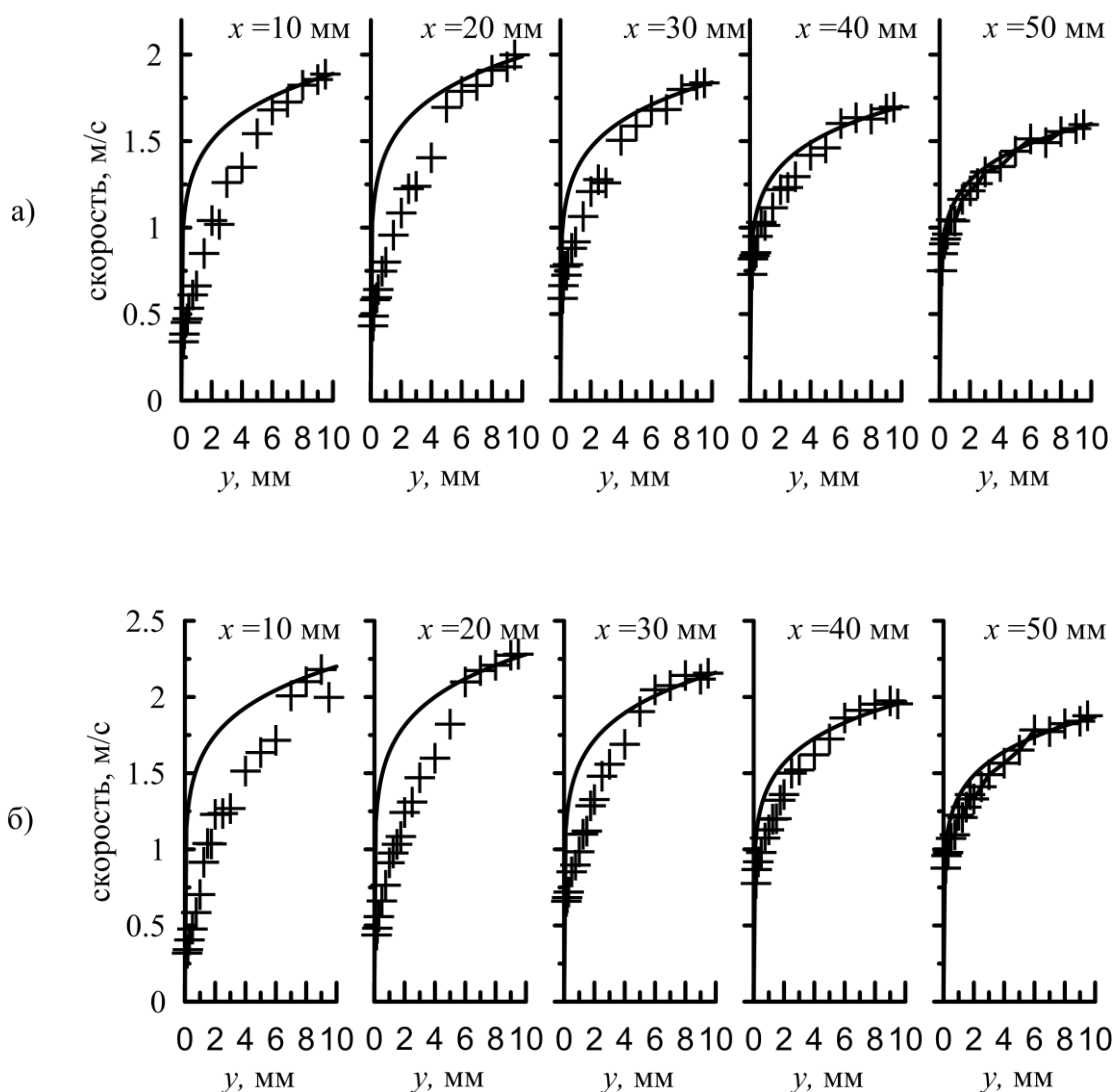


Рис. 5.14. Поперечные профили скорости в жидкой пробке для различных расстояний от доньшка снаряда. а) $V_L=1.0$ м/сек, $\beta=0.2$; б) $V_L=1.0$ м/сек, $\beta=0.3$

от восходящего пузырькового течения в вертикальной трубе, в котором профили скорости являются значительно более заполненными по сравнению с однофазными.

5.3. Выводы

В работе произведена отработка методики исследования условных характеристик снарядного газожидкостного течения. Получены результаты исследования локальных гидродинамических характеристик в жидких пробках восходящего снарядного течения.

- Трение под снарядом уменьшается по мере удаления от носика снаряда и может принимать отрицательные значения при больших длинах снарядов.

Данный факт объясняется возникновением возвратных течений в пленке жидкости под газовым снарядом.

- В начале жидкой пленки под газовым снарядом вблизи носика снаряда как правило наблюдаются повышенные пульсации трения на стенке. Вблизи доньшка снаряда интенсивность пульсаций увеличивается из-за возмущающего действия вихря за снарядом.
- В начальном участке жидкой пробки образуется тороидальный вихрь, который существенно увеличивает скорость на оси трубы и приводит к ее уменьшению вблизи стенки.
- Профили скорости значительно менее заполнены, чем турбулентные однофазные в начальной области жидкой пробки. При увеличении расстояния от доньшка снаряда профили приближаются к однофазным.

Результаты работы дают корректную информацию о структуре снарядного течения и могут быть использованы для разработки и тестирования новых методов расчета гидродинамики и теплообмена газожидкостных течений.

6. Гидродинамика и теплообмен пузырькового течения в наклонном плоском канале

В литературе широко и подробно представлены экспериментальные исследования восходящего газожидкостного течения в вертикальных трубах и каналах. Большая часть экспериментальных исследований пузырьковых потоков посвящена течениям в вертикальных трубах. В этом случае распределение газовой фазы формируется с помощью боковых сил, действующих на всплывающие пузыри при наличии градиента скорости [101]. Намного меньше внимания было уделено пузырьковым газожидкостным потокам в горизонтальных и наклонных каналах, хотя именно в этом случае ориентация канала может быть очень важна.

Целью настоящей работы являлось изучение влияния газовых пузырей и угла наклона на теплообмен и гидродинамику двухфазного восходящего течения в наклонном плоском канале.

6.1. Экспериментальная установка и методика измерений

Экспериментальная установка (рис. 6.1) представляла собой замкнутый по жидкости циркуляционный двухфазный контур. Рабочая жидкость из бака 1, с помощью центробежного насоса 2, через расходомеры 3 и 4 подавалась в рабочий участок. Рабочий участок представляет собой прямоугольный канал из оргстекла с поперечным сечением 10×100 мм и длиной 1,7 м. В качестве расходомеров жидкости использовались ротаметры. Расход жидкости регулировался с помощью регулировочных вентилей 5. На входе рабочего участка была установлена форкамера 6 с конфузоров и сеткой для выравнивания потока по поперечному сечению канала. Рабочий участок состоял из нескольких секций 7 ÷ 9, соединенных фланцами. В измерительной секции 9 помещались датчики трения 10 и температуры 11. После рабочего участка жидкость подавалась в верхний бак сепаратор 12, где отделялась от газа и вновь сливалась в основной бак 1. Газ

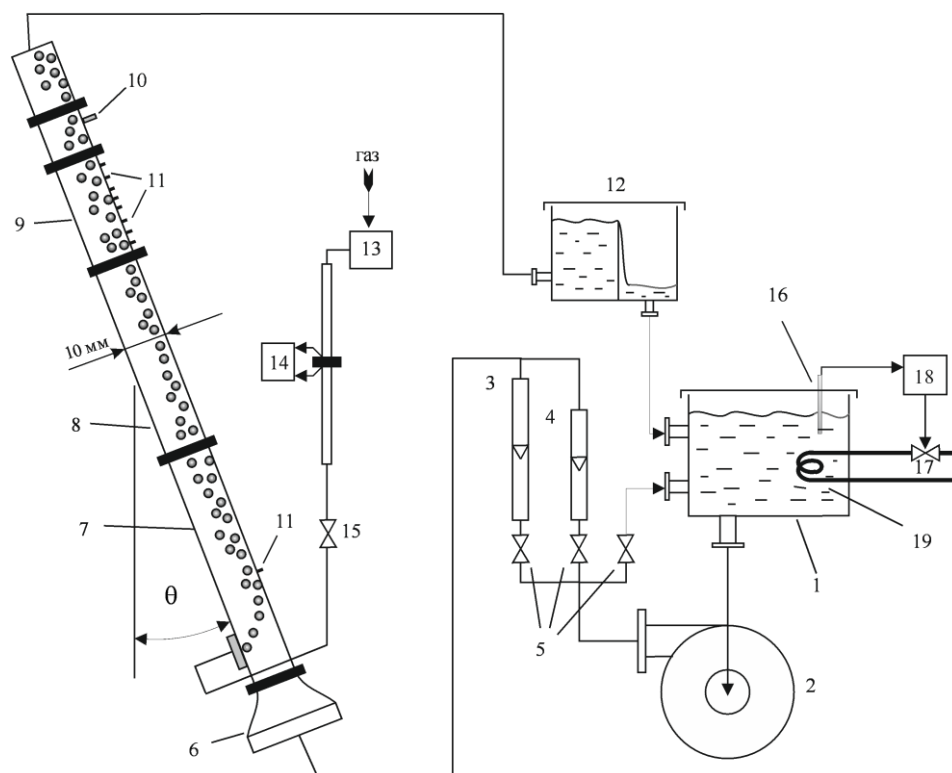


Рис. 6.1. Экспериментальная установка.

(воздух) подавался от компрессора 13. Расход газа определялся с помощью измерителя-регулятора расхода FMA5518 (OMEGA Engineering, Inc.). Регулировка расхода газа производилась вентилем 15. Газ вводился в поток жидкости через двадцать один капилляр с внутренним диаметром 0.3 мм. Капилляры были вклеены в оргстеклянную вставку, помещенную на нижней стенке канала. Пузыри газа образовывались при отрыве газа от торцов капилляров, которые выступали на 5 мм от нижней стенки канала. Газожидкостный поток, получавшийся при смешении газа и жидкости, поступал в измерительную секцию рабочего участка. Расстояние от места ввода газа до измерительной секции было равно 750 мм. Температура рабочей жидкости поддерживалась постоянной на уровне 25° С с помощью автоматической системы термостатирования 16÷19. Угол наклона канала θ отсчитывался от вертикали, таким образом, положение $\theta = 0^\circ$ соответствовало вертикальному положению канала, а $\theta = 90^\circ$ – горизонтальному.

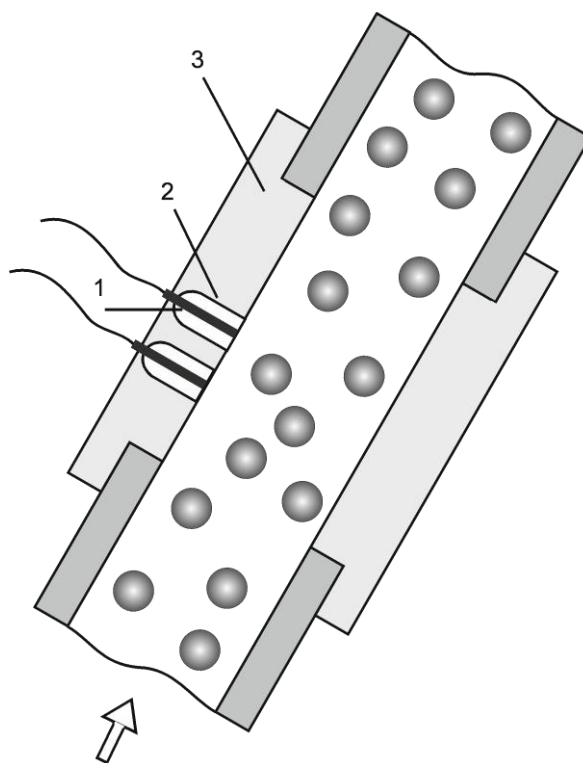


Рис. 6.2,а. Гидродинамический участок.

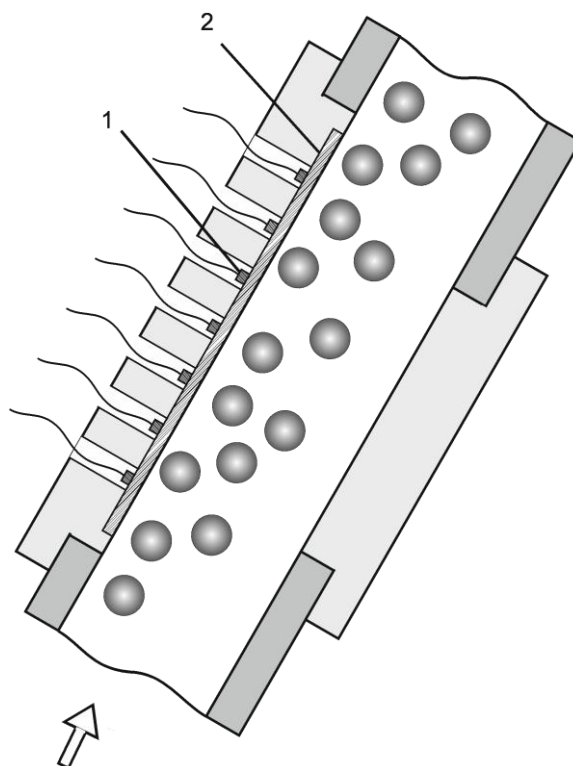


Рис. 6.2,б. Тепловой участок.

Исследования гидродинамики течения проводились электродиффузионным методом [127]. В качестве рабочей жидкости использовался раствор ферри- и

ферроцианида калия и углекислого натрия в дистиллированной воде. Датчики касательного напряжения (рис. 6.2, *a*) были установлены на верхней стенке измерительного участка, они представляли собой платиновые пластинки размером 0.1×0.9 мм 1, вваренные в стеклянный капилляр 2. Датчики были вклеены в стенку канала и зашлифованы заподлицо с ней 3.

Для тепловых измерений использовался измерительный блок, показанный на рис. 6.2, *b*. На верхней стенке измерительной секции была наклеена фольга из нержавеющей стали 2 толщиной 200 мкм, длиной 273 мм и шириной 73 мм. Эта фольга служила нагревательным элементом. В качестве датчиков температуры использовались миниатюрные (2х2х1 мм) платиновые термосопротивления 700-102BAA-B00 фирмы «Heraeus Sensor Technology» с номинальным сопротивлением 1 кОм при 0° С. Датчики температуры 1 прикреплялись к обратной поверхности металлической фольги в измерительной секции. Для обеспечения хорошего теплового контакта датчиков использовалась теплопроводная паста. В измерительной секции было установлено семь датчиков температуры. Для измерения температуры входного потока в начале рабочего участка был установлен еще один датчик температуры. Нагрев производился посредством пропускания электрического тока через фольгу. В течение измерений сила тока поддерживалась постоянной. Измерение тока проводилось с помощью датчика тока типа CSLA2EN фирмы “Honeywell”. Таким образом реализовывалось граничное условие $q_{\text{стенки}} = \text{const}$. Все измерения проводились при температурном напоре $\Delta T \approx 5^\circ$. В рабочем режиме ток через нагреватель достигал значений 210 А. Перед проведением измерений вся система “датчики +силители+АЦП” была прокалибрована при помощи жидкостного термостата с погрешностью $\pm 0.1^\circ$.

Эксперименты проводились в диапазоне приведенных скоростей жидкости $\bar{u}$ от 0.3 до 1.1 м/с. Объемное расходное газосодержание $\beta = \bar{u}_g / (\bar{u} + \bar{u}_g)$ изменялось от 0.01 до 0.2. Во всех исследованных режимах поток оставался пузырьковым.

В качестве рабочей жидкости в экспериментах по теплообмену использовался раствор ферри- (0.16 %) и ферроцианида (0.21 %) калия и углекислого натрия (2.55 %) в дистиллированной воде.

Коэффициент теплопроводности 10-процентного водного раствора углекислого натрия при температуре 20 °С составляет 0.607 Вт/м/град [133] и составляет 101.34 % от теплопроводности чистой воды. Это позволяет предположить, что добавки, присутствующие в рабочей жидкости не оказывают заметного влияния на ее теплофизические свойства. Были проведены эксперименты, в которых проводились измерения теплообмена на стенке в турбулентном однофазном потоке с чистой водой и с рабочей жидкостью. Эксперименты показали, что замена рабочей жидкости на чистую воду не отражается на результатах измерений теплообмена.

Визуальные наблюдения показали, что распределение пузырей по сечению канала стабилизируется уже на расстоянии ~200 мм от места ввода газовой фазы в поток. Кроме того, проводились эксперименты, в которых расстояние от места ввода газа до измерительного участка было равно 450 мм. Было показано, что дальнейшее увеличение расстояния от генератора пузырей до измерительного участка не оказывает влияния на результаты измерений.

6.2. Результаты измерений трения и теплообмена

Получены зависимости трения и коэффициентов теплообмена на верхней стенке канала от скорости жидкости и газосодержания, а также от угла наклона канала.

Для проверки методики измерения и измерительной системы были проведены измерения в однофазном потоке. Измерения показали, что безразмерные коэффициенты теплоотдачи хорошо совпадают с известной зависимостью для однофазного турбулентного потока [163]:

$$Nu = 0.23Re^{0.8}Pr^{0.4}.$$

Отклонение экспериментальных данных от теоретической кривой не превышало 5 %. Ширина нашего канала существенно больше его толщины.

Поэтому, в качестве линейного размера в критериях Nu и Re использовался гидравлический диаметр бесконечно широкого прямоугольного канала, т.е. удвоенная толщина канала (20 мм).

На рис. 6.3 и 6.4 приведены результаты измерений теплообмена и касательного напряжения на стенке в газожидкостном пузырьковом потоке в зависимости от угла наклона канала и приведенного числа Рейнольдса, построенного по приведенной скорости и вязкости жидкости. Измерения проводились при $\beta = 0.1$. Видно, что зависимость числа Нуссельта и касательного напряжения на стенке от угла наклона качественно похожи. Максимумы теплоотдачи и касательного напряжения на стенке наблюдаются в диапазоне углов наклона канала $\theta \approx 20^\circ \div 50^\circ$. Это объясняется тем, что, во-первых, при этих углах газовая фаза сосредоточена вблизи верхней (измерительной) стенки канала, а во-вторых, проекция силы Архимеда на ось канала достаточно велика. Это приводит к тому, что, всплывая вблизи верхней стенки канала, пузыри увеличивают вихревой перенос импульса и тепла в этой области. При углах наклона канала близких к вертикали распределение пузырей по сечению канала становится более однородным, а концентрация пузырей вблизи верхней стенки снижается, что приводит к снижению вклада пузырей в вихревой перенос у верхней стенки. При углах наклона канала близких к горизонтальному, газовая фаза сосредоточена вблизи верхней стенки, но проекция силы Архимеда на ось канала близка к нулю, и скорость пузырей относительно жидкости мала, что также уменьшает вклад газовой фазы в вихревой перенос.

С увеличением приведенного числа Рейнольдса жидкости зависимости Nu и τ_w от угла наклона становятся слабее. При скорости жидкости более 1 м/с ($Re=25000$) разница между максимальным и минимальным значением коэффициента теплоотдачи составляет $\sim 7\%$, а для $Re = 7700$ такая разница составляет $\sim 35\%$. Для касательного напряжения на стенке разница между максимальным и минимальным значением составляет $\sim 37\%$ при $Re = 8660$ и $\sim 14\%$ при $Re = 25000$. Следует отметить, что при углах наклона канала близких к

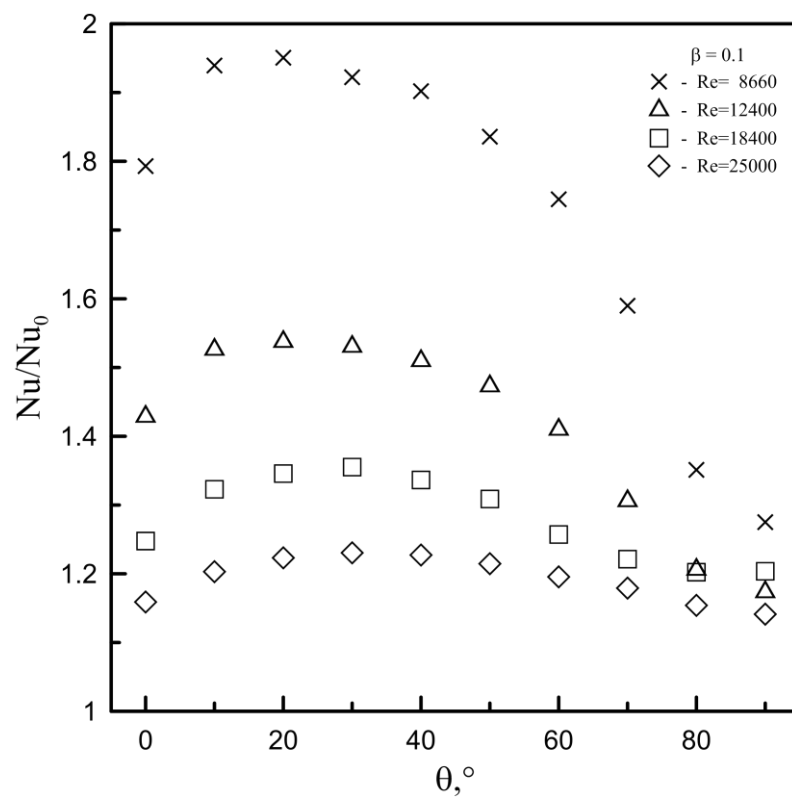


Рис. 6.3. Коэффициент теплообмена.

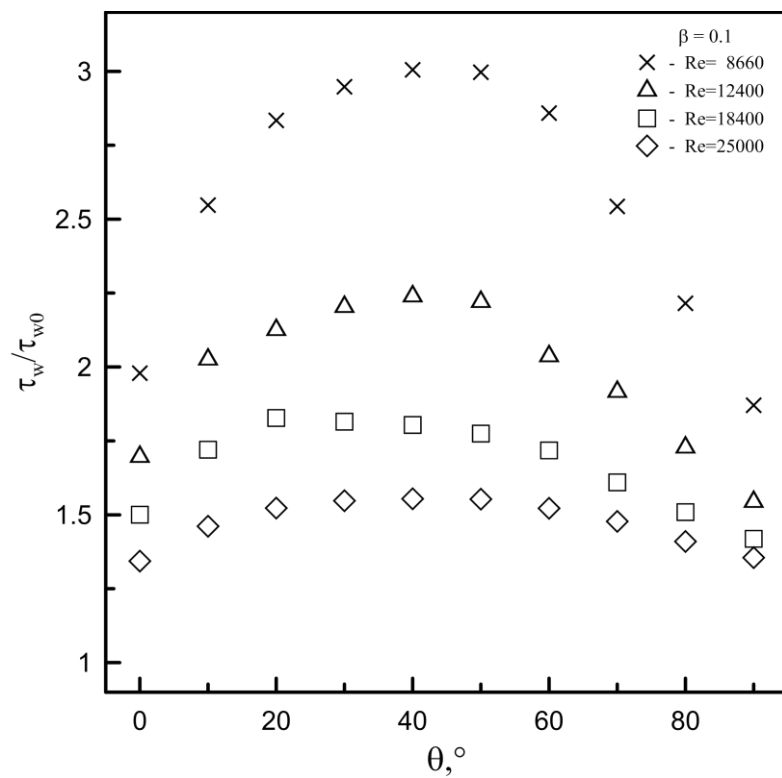


Рис. 6.4. Трение на стенке.

горизонтальному положению ($80^\circ \div 90^\circ$) и малой скорости жидкости пузыри активно объединяются и течение может менять структуру, переходя в снарядное. Этот процесс приводит к большому разбросу в измерениях.

На рис. 6.5 приведены зависимости отношений Nu/Nu_0 и τ_w/τ_{w0} от значений числа Рейнольдса, Nu_0 – число Нуссельта в однофазном потоке, τ_{w0} – касательное напряжение на стенке в однофазном потоке. Эксперименты проводились при угле наклона канала $\theta = 20^\circ$ и $\beta = 0.1$. Видно, что наличие газовой фазы значительно больше влияет на интенсификацию касательного напряжения, чем на теплообмен. Приведенные данные показывают, что степень интенсификации теплообмена и касательного напряжения на стенке в двухфазном потоке по отношению к однофазному быстро уменьшается с ростом числа Рейнольдса. Это означает, что вклад пульсаций от пузырей при больших числах Рейнольдса по жидкости становится незначительным по сравнению с естественными турбулентными пульсациями несущей жидкости.

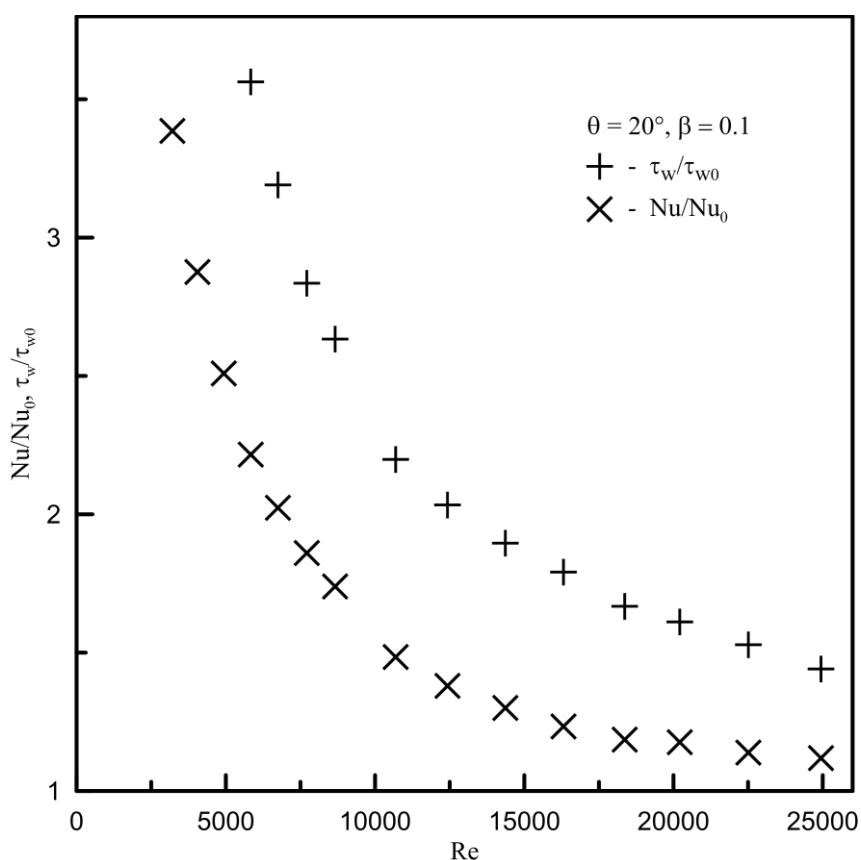


Рис. 6.5. Зависимость теплообмена и трения от Re .

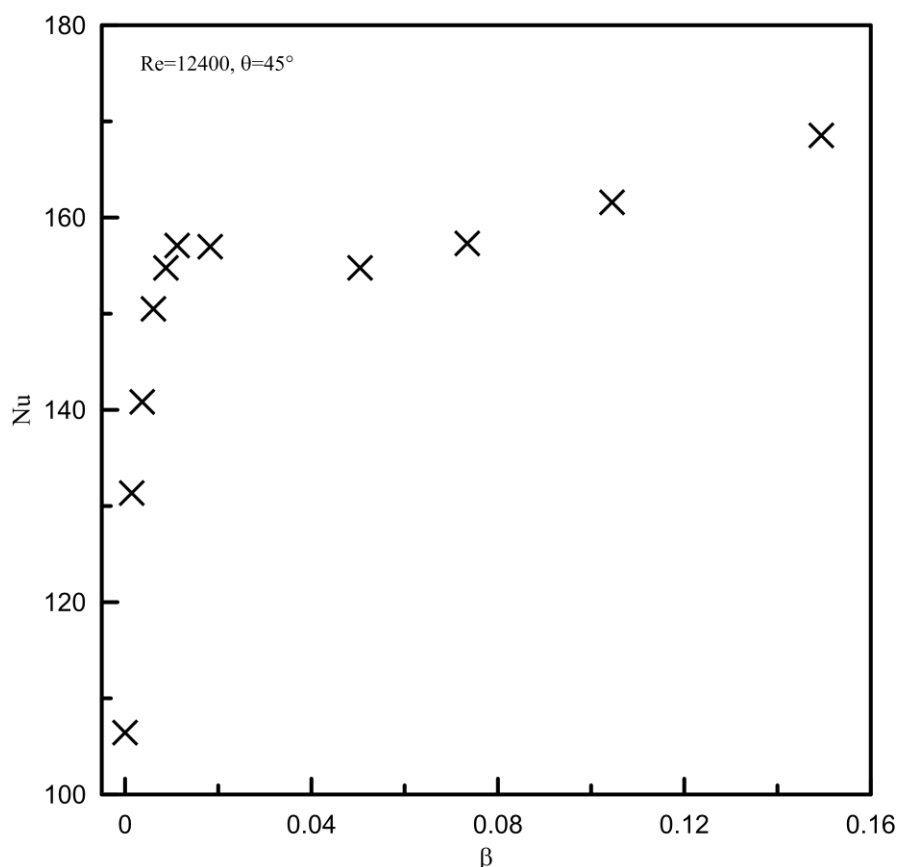


Рис. 6.6. Зависимость теплообмена от газосодержания.

Зависимость коэффициента теплоотдачи от объемного расходного газосодержания (β) имеет довольно сложный характер (рис. 6.6). Малые добавки газа (до 1 %) в поток жидкости приводят к резкому увеличению коэффициента теплоотдачи по сравнению с однофазным течением. При росте газосодержания от 5 % до 15 % происходит постепенный рост коэффициента теплоотдачи. При газосодержании 1÷2 % наблюдается небольшой экстремум теплоотдачи. Этот экстремум может быть связан с тем, что при увеличении расхода газа диаметры пузырей, отрывающихся от капилляров, несколько увеличиваются, кроме того, при увеличении газосодержания усиливается процесс коалесценции пузырей. А как известно, мелкодисперсная газовая фаза оказывает большее влияние на интенсификацию процессов переноса. Качественно похожее поведение показывает зависимость трения на стенке от газосодержания (рис. 6.7). Здесь также малые добавки газа (до 1 %) в поток жидкости приводят к резкому увеличению трения по сравнению с однофазным течением. При росте

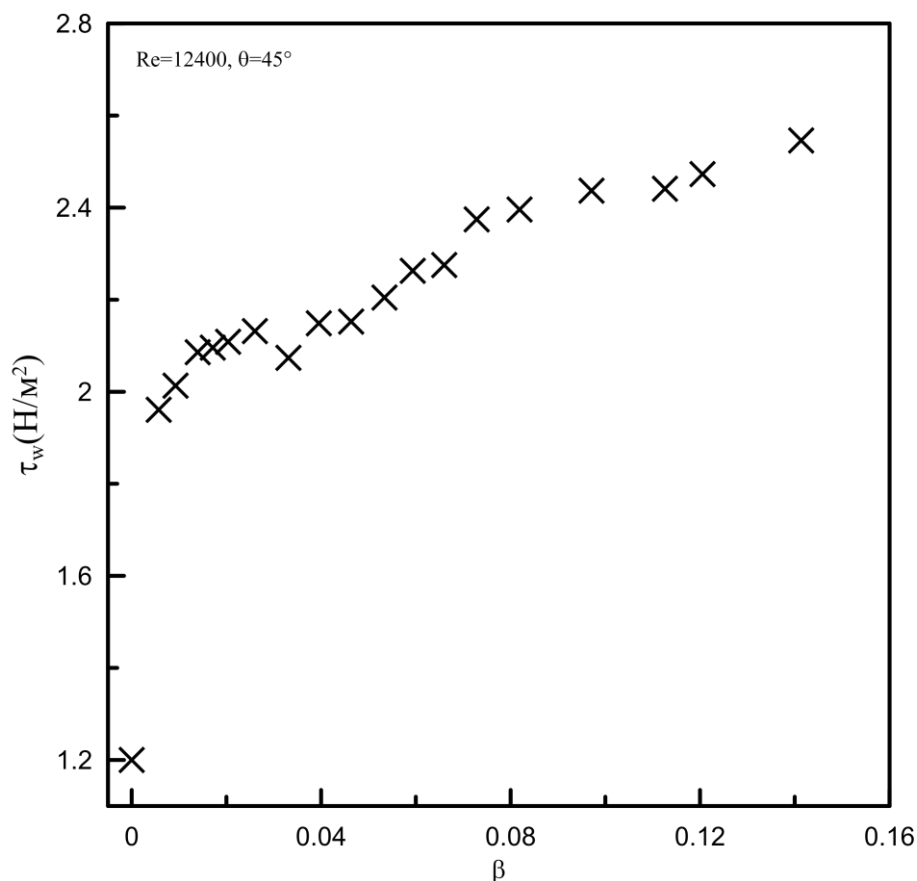


Рис. 6.7. Зависимость трения от газосодержания.

газосодержания от 5 % до 15 % происходит постепенный рост значений трения на стенке.

На рис. 6.8 экспериментальные данные представлены в виде зависимости τ_w/τ_{w0} от Nu/Nu_0 . Данные получены при расходном газосодержании $\beta = 0.1$, углах наклона канала $\theta = 0, 20, 30, 40^\circ$ и числах Рейнольдса $Re = 5800 \div 25000$. При таком представлении данных однофазному течению соответствует точка $\tau_w/\tau_{w0}=1$ $Nu/Nu_0=1$. С увеличением газосодержания и уменьшением числа Рейнольдса точка, соответствующая данному режиму, будет удаляться от однофазной точки ($\tau_w/\tau_{w0}=1$, $Nu/Nu_0=1$). Видно, что все приведенные точки на графике расположены вблизи области, которую можно аппроксимировать прямой.

При одних и тех же параметрах течения степень возрастания теплообмена по отношению к однофазному течению оказывается несколько меньше, чем степень возрастания трения. Возможно, это в определенной степени связано с

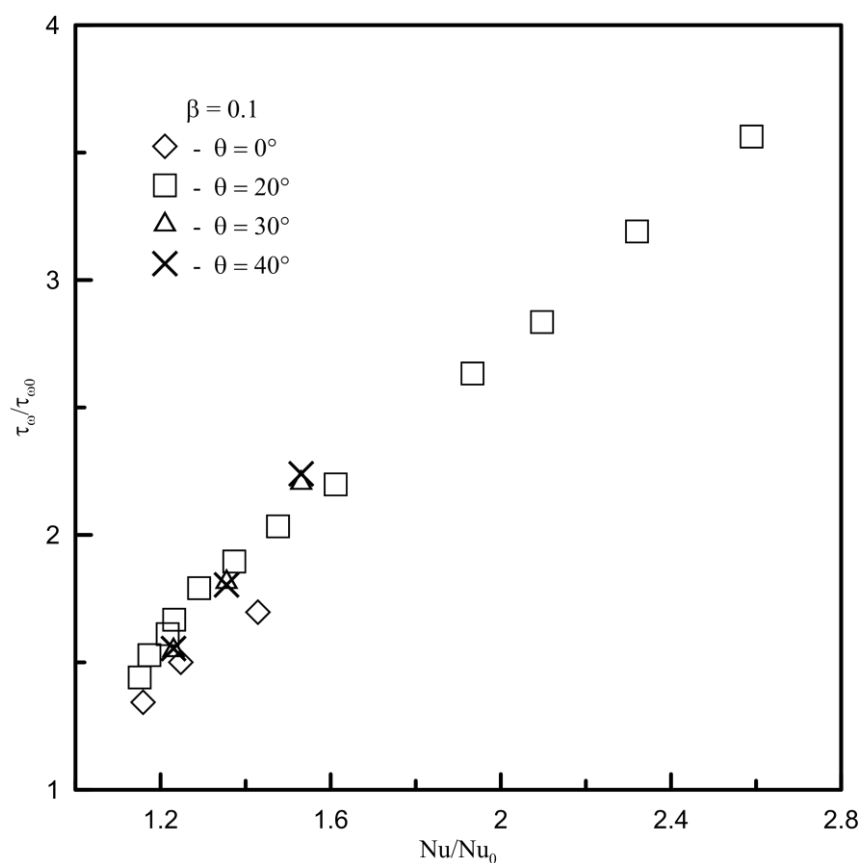


Рис. 6.8. Зависимость трения от теплообмена.

частичной блокировкой поверхности теплообмена газовыми пузырями, которые в большинстве режимов прижаты к верхней стенке канала, где расположен нагреватель.

6.3. Измерения диаметров пузырей

Исследование диаметра газовых пузырей проводилось с помощью теневого метода. Через оптическую секцию производилась съемка пузырей на камеру Nikon J4 2. Скорость съемки составляла 120 кадров/с при разрешении 1280x720 точек. Съемка проводилась при освещении потока светодиодной матрицей. Полученные изображения программно обрабатывались. Диаметр газовых пузырей вычислялся из площади пузыря на снимке как эквивалентный диаметр по формуле $D = \sqrt{4S/\pi}$. Расстояние от места ввода газа в поток жидкости в экспериментах составляло 100, 470 и 900 мм. Дальнейшее увеличение расстояния

от генератора пузырей до измерительного участка не оказывало значительного влияния на полученные результаты.

На рисунках 6.9÷6.13 представлены сравнения гистограмм при различных значениях объемного расходного газосодержания β , расстояниях до места ввода газа в поток жидкости L и углах наклона канала θ .

При малых значениях объемного расходного газосодержания β (рис. 6.9,а÷6.13,а) изменение расстояния до точки наблюдения и угол наклона канала не оказывают значительного влияния на диаметр газовых пузырей. При этом диаметры практически всех пузырей лежат в диапазоне 0.75÷1.5 мм. Это связано с тем, что при малом газосодержании ($\beta=1.46\%$) количество пузырей невелико, расстояние между пузырями достаточно большое и вероятность их взаимодействия мала. Поэтому коалесценция пузырей не оказывает существенного влияния на распределение по размерам.

Два пика на гистограммах объясняются коалесценцией пузырей непосредственно вблизи капилляров. Подобный эффект был описан в работе [164], где исследовалась генерация пузырей на одиночном капилляре. При этом первый пик соответствует отрывному диаметру пузыря, а второй – диаметру пузыря с удвоенным объемом.

При увеличении газосодержания до $\beta = 5,08\%$ и $\beta = 10,62\%$ (рис. 6.9,б÷6.13,б и 6.9,в÷6.13,в) гистограммы, полученные на расстоянии $L=100$ мм, заметно отличаются от гистограмм при $L=470$ мм и $L=900$ мм. Это связано с тем, что на начальном участке движения пузырей в канале размер пузырей, в основном, лежит в диапазоне 1÷3 мм и практически все пузыри располагаются вдоль верхней стенки канала в тонком слое жидкости. Поэтому вблизи верхней стенки канала создается область с высокой концентрацией пузырей. Большая концентрация пузырей (небольшое расстояние между пузырями) приводит к существенному увеличению вероятности столкновений пузырей. Взаимодействие пузырей приводит к коалесценции и увеличению среднего объема пузырей по мере движения газожидкостной смеси вдоль канала.

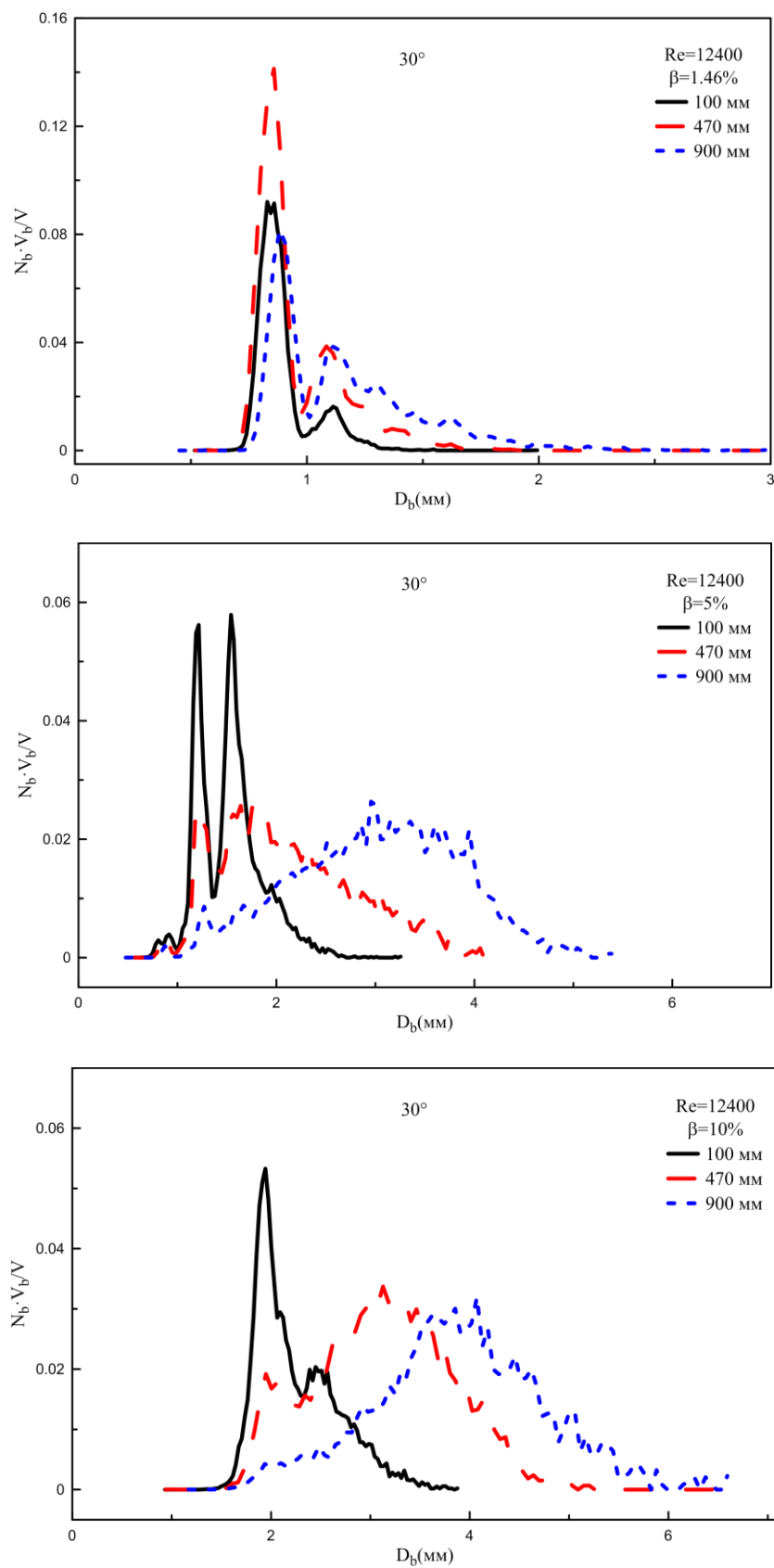


Рис. 6.9. Гистограммы размеров пузырей ($\theta = 30^\circ$).

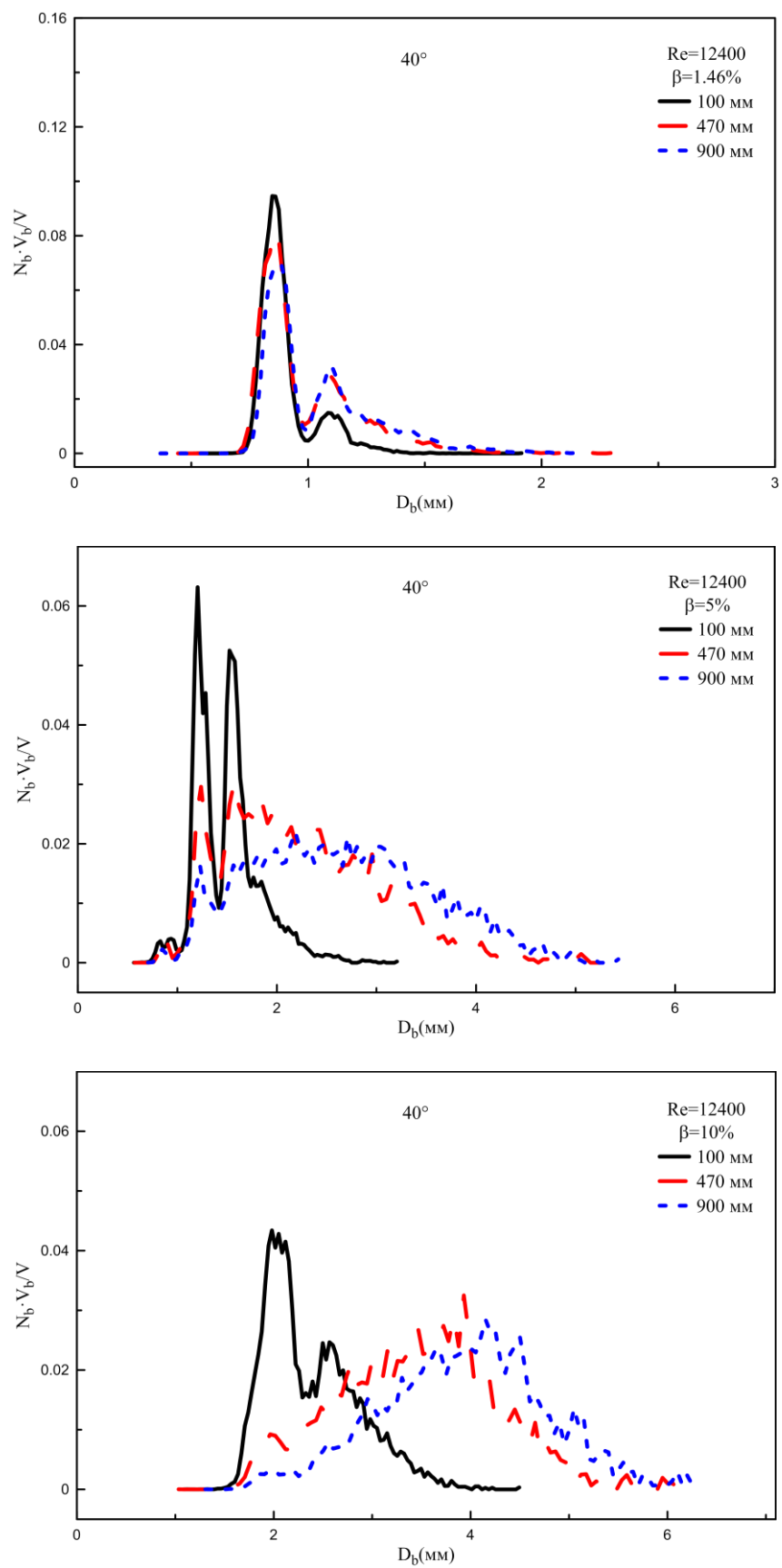


Рис. 6.10. Гистограммы размеров пузырей ($\theta = 40^\circ$).

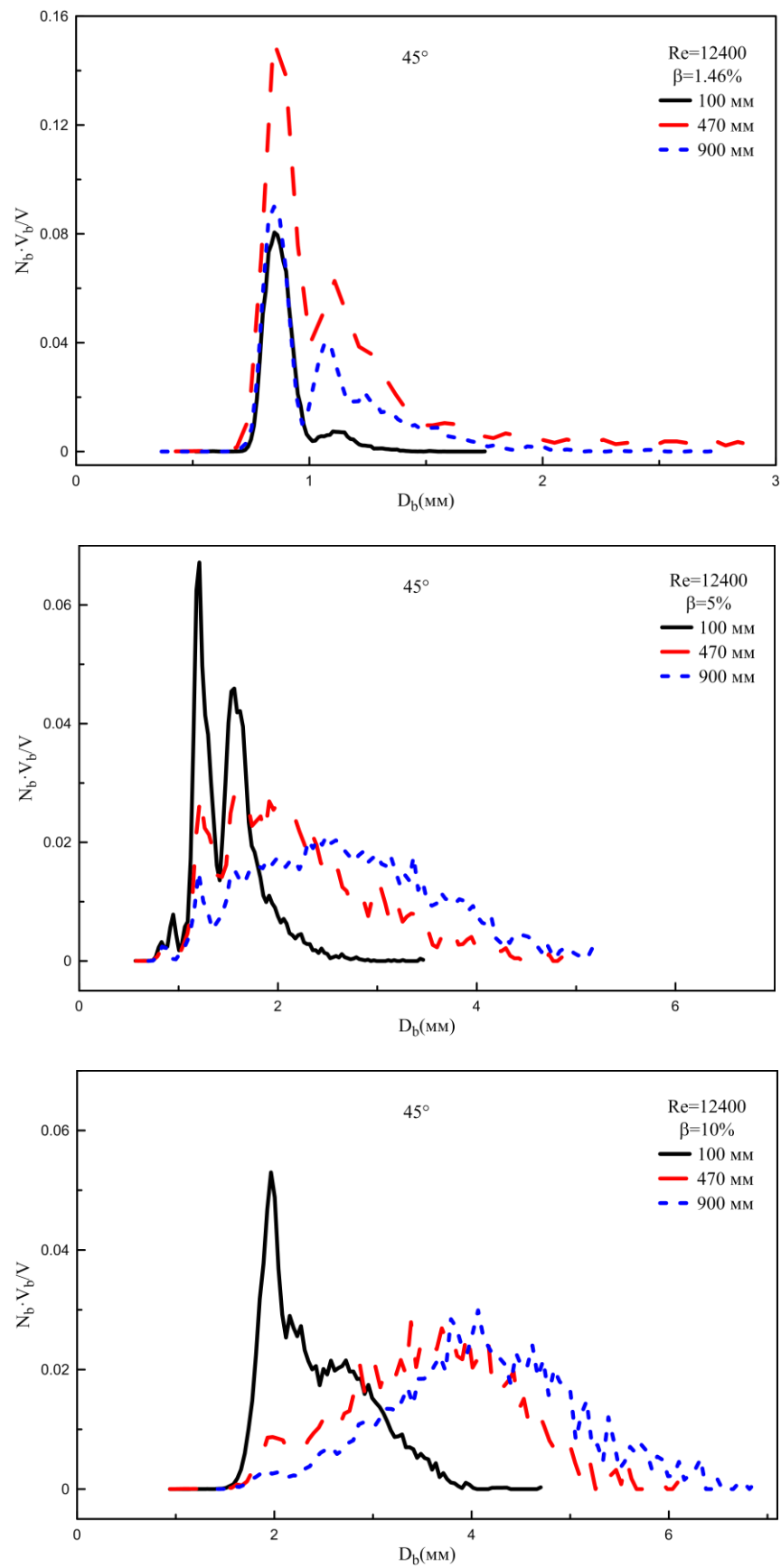


Рис. 6.11. Гистограммы размеров пузырей ($\theta = 45^\circ$).

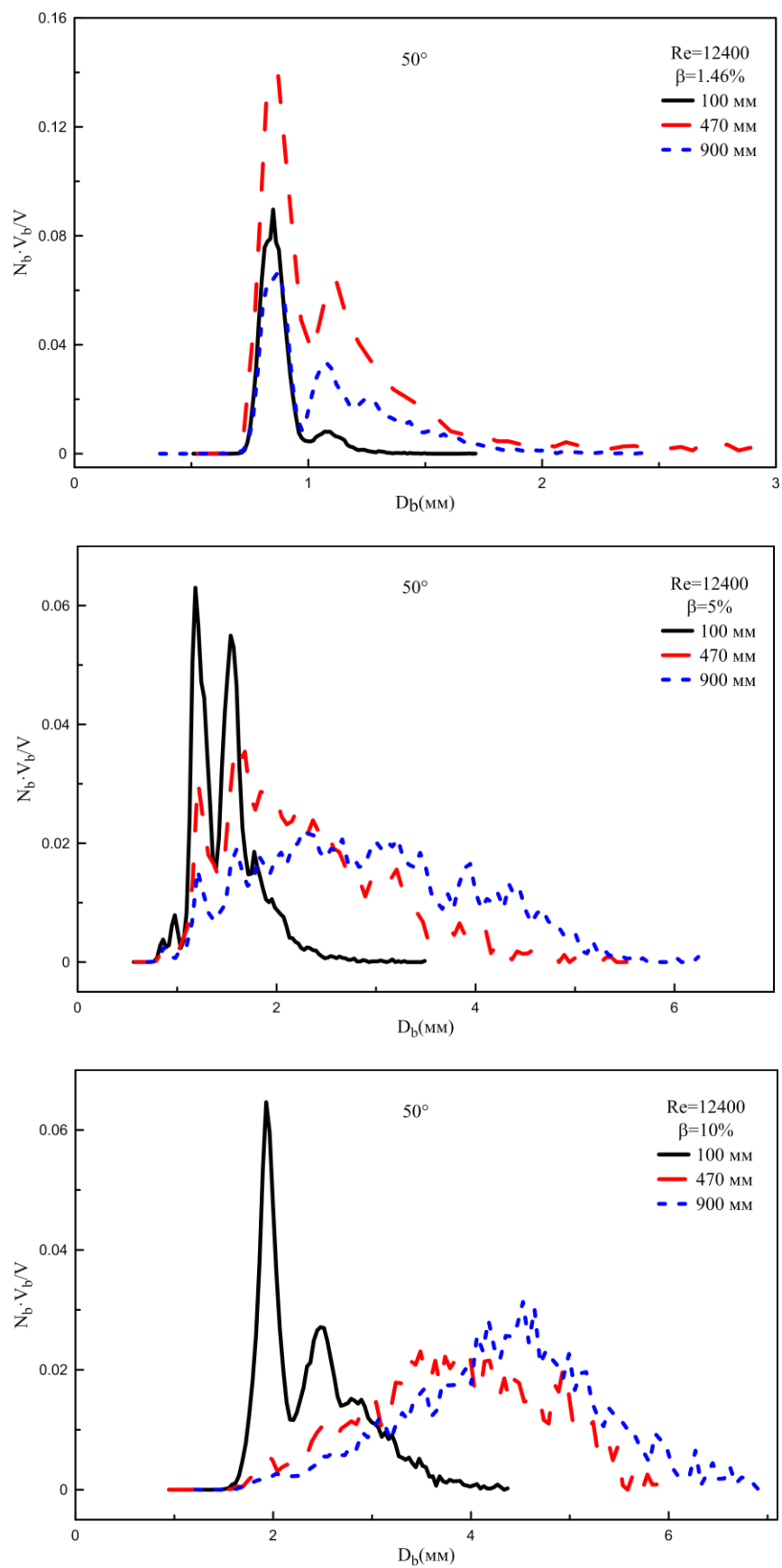


Рис. 6.12. Гистограммы размеров пузырей ($\theta = 50^\circ$).

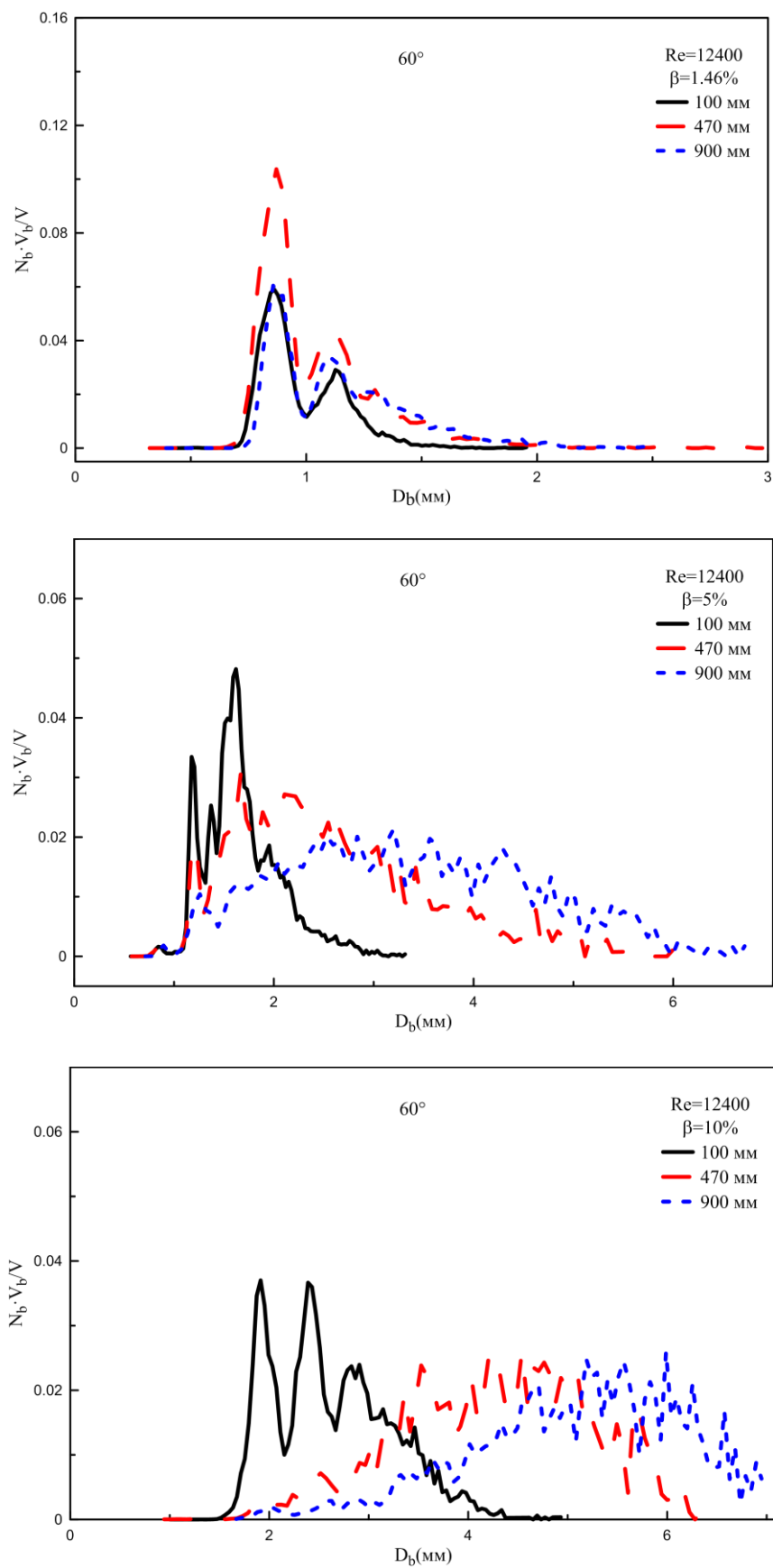


Рис. 6.13. Гистограммы размеров пузырей ($\theta = 60^\circ$).

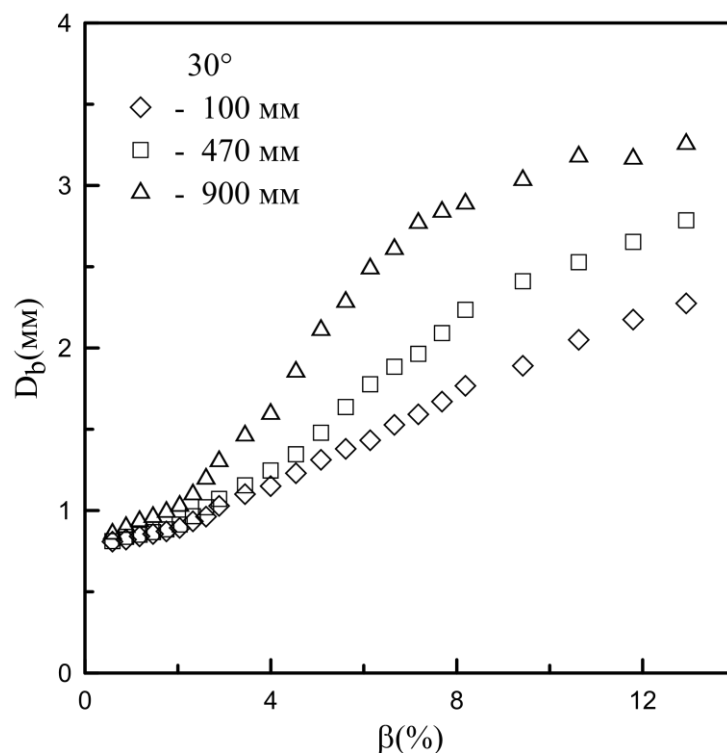


Рис. 6.14. Изменение диаметра пузырей по длине канала ($\theta=30^\circ$; $Re=12400$).

При этом количество пузырей уменьшается, а расстояние между пузырями увеличивается, что приводит к уменьшению вероятности взаимодействия. Поэтому разница между гистограммами для $L=470$ мм и $L=900$ мм не такая существенная. Кроме того, увеличение диаметра пузырей приводит к увеличению скорости движения пузырей, что также ускоряет унос газовой фазы и снижает концентрацию пузырей.

На рисунках 6.14÷6.18 представлены графики зависимости среднего диаметра газовых пузырей на различных расстояниях от места ввода газа в поток жидкости и при различных углах наклона канала. На расстоянии 100 мм диаметр газовых пузырей увеличивается практически линейно. По мере удаления от генератора пузырей растет и средний диаметр пузырей. Это связано с процессом коалесценции пузырей. Видно, что при значениях объемного расходного газосодержания $\beta < 2\%$ средний диаметр пузырей растет медленно и практически не отличается для всех трех кривых (100 мм, 470 мм и 900 мм). Это связано с тем, что при малых газосодержаниях взаимодействие пузырей

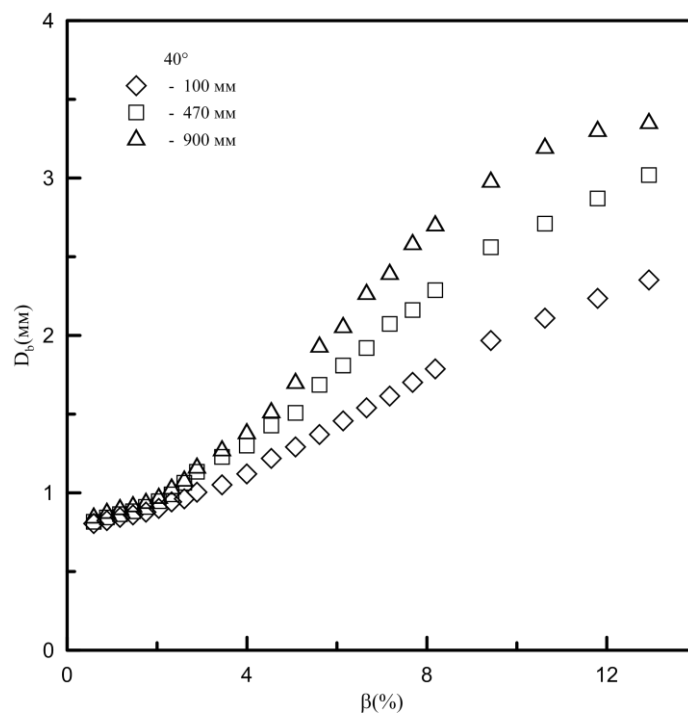


Рис. 6.15. Изменение диаметра пузырей по длине канала ($\theta=40^\circ$, $Re=12400$).

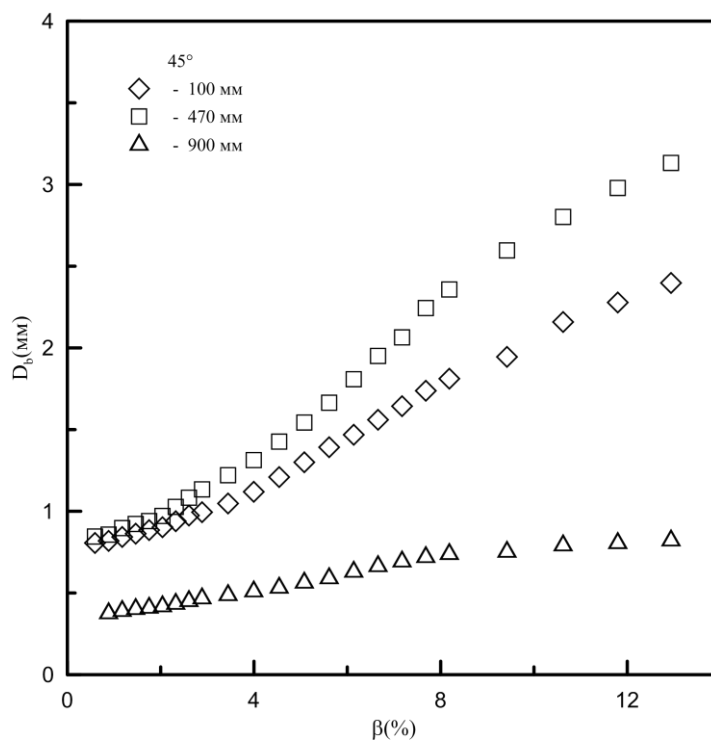


Рис. 6.16. Изменение диаметра пузырей по длине канала ($\theta=45^\circ$, $Re=12400$).

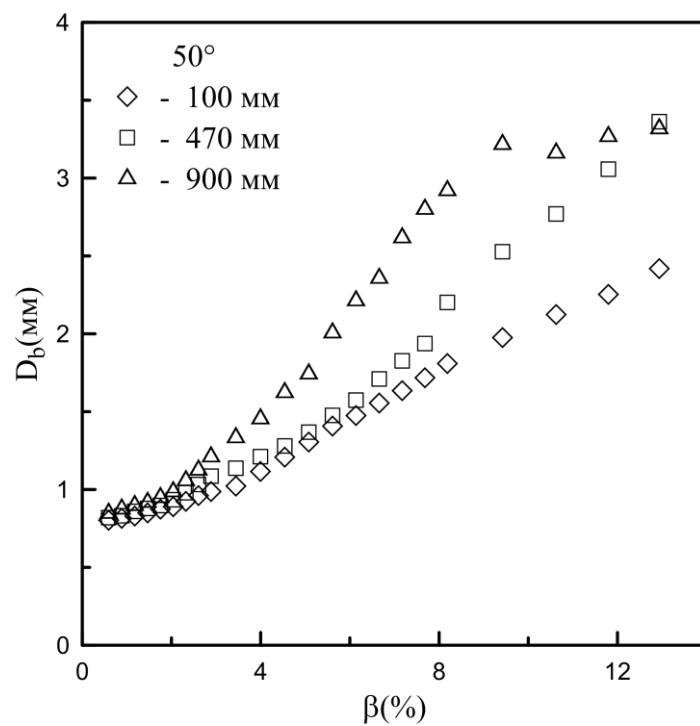


Рис. 6.17. Изменение диаметра пузырей по длине канала ($\theta=50^\circ$, $Re=12400$).

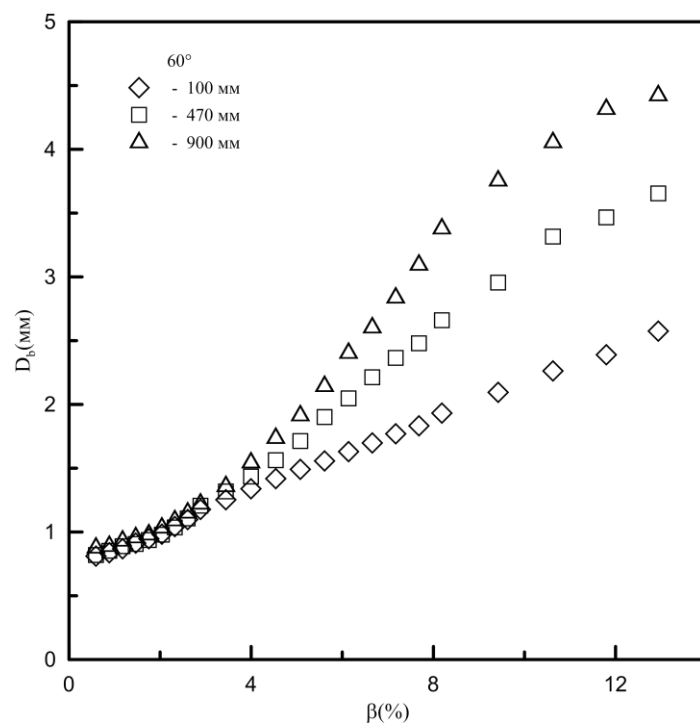


Рис. 6.18. Изменение диаметра пузырей по длине канала ($\theta=60^\circ$, $Re=12400$).

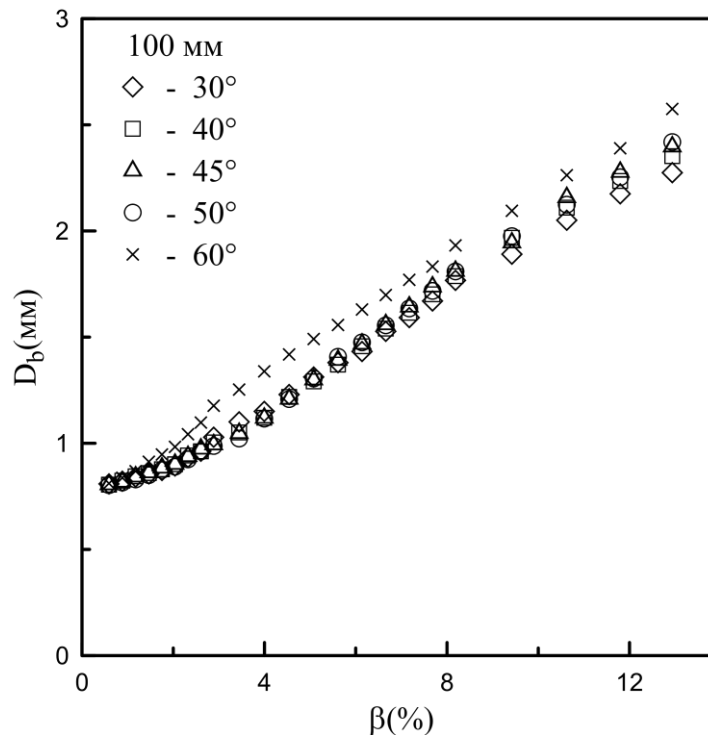


Рис. 6.19. Зависимость диаметра пузырей от угла наклона ($L=100$ мм).

практически отсутствует и средний диаметр пузырей на всем протяжении канала не меняется. По мере увеличения газосодержания возрастает и вероятность взаимодействия пузырей. Это приводит к увеличению среднего диаметра пузырей с увеличением расстояния от генератора.

При различных углах наклона средний диаметр газовых пузырей демонстрирует схожее поведение (рис. 6.19÷6.21). На малых расстояниях от места ввода газа в поток жидкости ($L = 100$ мм) угол наклона канала в выбранном диапазоне не оказывает влияния на средний диаметр газовых пузырей. На расстояниях $L = 470$ и $L = 900$ мм от места ввода газа в поток жидкости сравнение гистограмм при различных углах наклона канала показывает, что разброс диаметров при увеличении угла наклона увеличивается. В то же время, на значения среднего диаметра на данных расстояниях угол наклона так же не оказывает значительного влияния. Небольшое отклонение возникает только при значении $\theta = 60^\circ$ при значениях объемного расходного газосодержания $\beta > 8\%$. Это, возможно, объясняется тем, что при большом значении объемного

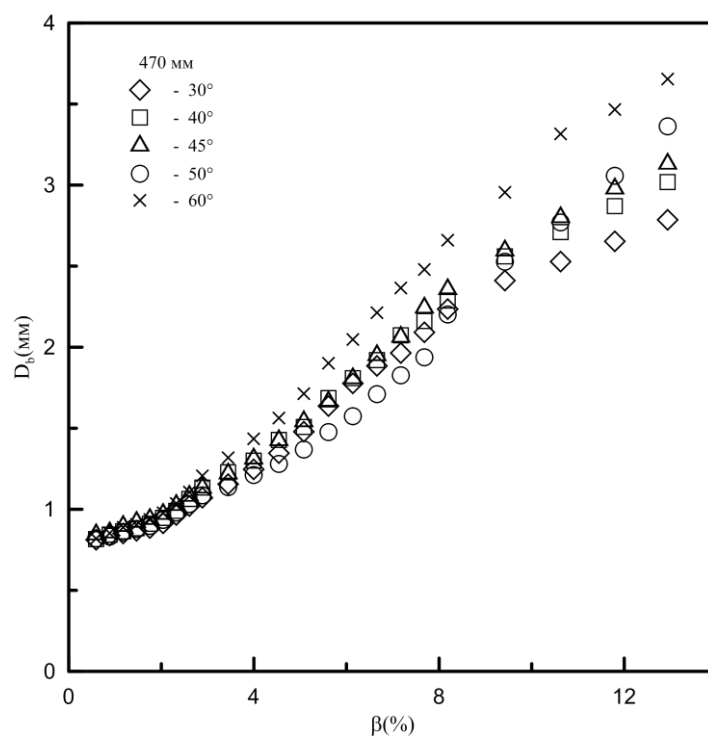


Рис. 6.20. Зависимость диаметра пузырей от угла наклона ($L=470$ мм).

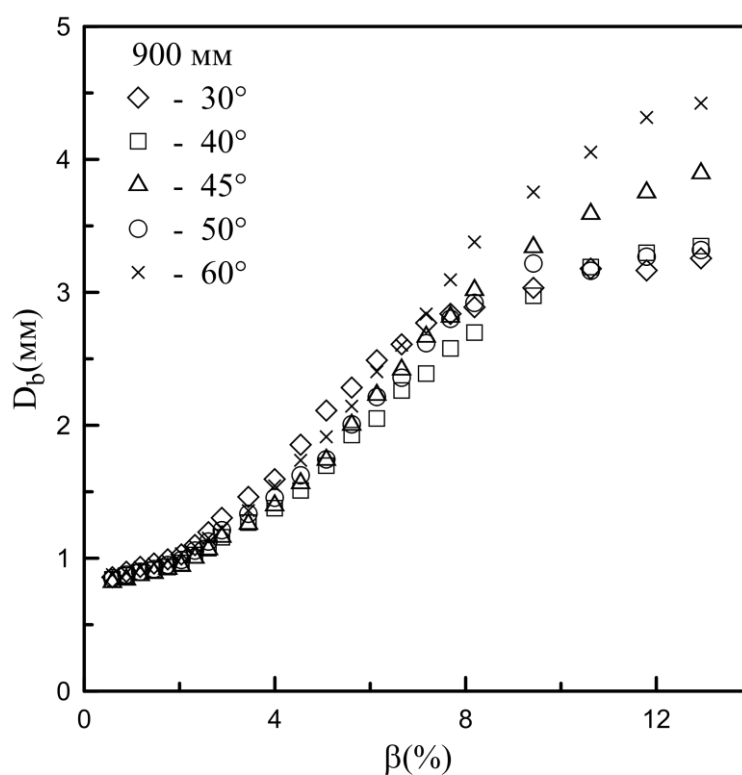


Рис. 6.21. Зависимость диаметра пузырей от угла наклона ($L=900$ мм).

расходного газосодержания такие углы наклона канала позволяют пузырям активно группироваться, и практически все пузыри уже коалесцировали, таким образом, увеличивается значение среднего диаметра.

6.4. Выводы

Проведено экспериментальное исследование напряжения трения на стенке и теплообмена в двухфазном пузырьковом течении в прямоугольном канале переменной ориентации.

- Показано, что в газожидкостном течении угол наклона канала по отношению к горизонту оказывает существенное влияние на трение и теплообмен. Наибольшие значения трения и теплообмена соответствуют углам наклона канала $\theta \approx 20^\circ \div 50^\circ$.
- Отмечено качественное подобие поведения трения и теплообмена при изменении угла наклона канала и объемного расходного газосодержания.
- Показано, что степень влияния газовой фазы на трение и теплообмен уменьшается с увеличением приведенной скорости жидкости.
- при малых значениях объемного расходного газосодержания ($\beta < 2\%$) коалесценция пузырей практически отсутствует, поэтому угол наклона канала и расстояние от места ввода газа в поток жидкости не оказывают влияния на средний диаметр газовых пузырей.

Заключение

1. Разработана методика проведения комплексного экспериментального исследования гидродинамической структуры двухфазных газожидкостных течений в различных условиях, и детального изучения структуры пристенной области в различных режимах.
2. Исследования опускного пузырькового течения в развитом турбулентном режиме показали, что при всех значениях приведенных скоростей жидкости и газа наблюдается концентрация газовой фазы в центральной части трубы и выполаживание профиля скорости жидкости. Впервые обнаружен эффект подавления пульсаций трения и скорости жидкости, происходит демпфирование пульсаций по сравнению с однофазным потоком. Пульсационные характеристики течения существенно зависят от дисперсности газовой фазы. Универсальные профили скорости, построенные по измеренному трению на стенке, показывают совпадение с однофазным законом в пристенной области, и сильное отклонение в центральной части трубы, вызванное сильной деформацией профиля скорости присутствием пузырей газа.
3. В опускном пузырьковом течении при докритических числах Рейнольдса жидкой фазы наблюдается качественное подобие с течением в развитом турбулентном режиме. Отмечено развитие псевдотурбулентности, наведенной пузырями, даже при очень малых значениях расходного газосодержания. Показано, что основным фактором, определяющим структуру течения, является дифференциальная плавучесть, вызванная неравномерным распределением газовой фазы по сечению трубы.
4. Получена осредненная структура течения в жидкой пробке восходящего снарядного течения методом условного осреднения. Показано, что в начальном участке жидкой пробки образуется тороидальный вихрь, который существенно увеличивает скорость на оси трубы и приводит к ее уменьшению вблизи стенки. Профили скорости значительно менее заполнены, чем

турбулентные однофазные в начальной области жидкой пробки; при увеличении расстояния от доньшка снаряда профили приближаются к однофазным. Трение в пленке, обтекающей снаряд, уменьшается по мере удаления от носика снаряда и может принимать отрицательные значения при больших длинах снарядов. В начальном участке жидкой пленки вблизи носика снаряда наблюдается демпфирование пульсаций трения, вызванное сильным ускорением течения жидкости. Вблизи доньшка снаряда интенсивность пульсаций увеличивается из-за возмущающего действия вихря за снарядом.

5. Показано, что в газожидкостном течении в прямоугольном наклонном канале угол наклона канала по отношению к горизонту оказывает существенное влияние на трение и теплообмен; наибольшие значения трения и теплообмена соответствуют углам наклона канала $\theta \approx 20\div 50^\circ$; отмечено качественное подобие поведения трения и теплообмена при изменении угла наклона канала и объемного расходного газосодержания. При малых добавках газа (менее 2%) происходит резкое увеличение теплоотдачи и трения на стенке; влияние газовой фазы на трение и теплообмен уменьшается с увеличением приведенной скорости жидкости. При малых значениях объемного расходного газосодержания ($\beta < 2\%$) коалесценция пузырей практически отсутствует, поэтому угол наклона канала и расстояние от места ввода газа в поток жидкости не оказывают влияния на средний диаметр газовых пузырей.

Полученные результаты служат основой для верификации современных моделей расчета двухфазных потоков.

Публикации по теме диссертации из перечня ВАК

1. Кашинский О.Н., Горелик Р.С., Рандин В.В. Скорости фаз в пузырьковом газожидкостном течении. // ИФЖ, 1989, т.57, N 1, с. 12-15.
2. Kashinsky O.N., Timkin L.S., Randin V.V., Yerycheva O.N. Direction-specific characteristics of three-component electrodiffusional velocity probe. // J. Appl. Electrochem., 1994, N 24, p. 694-696.
3. Kashinsky O.N., Gorelik R.S., Randin V.V. Upward bubbly flow in a small diameter vertical pipe. // Russ. J. Eng. Thermophysics, 1995, Vol.5, N 2, p. 177-193.
4. Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Randin V.V., Timkin L.S. Gas-liquid bubbly flow in vertical pipes. // Journal of Fluids Engineering, 1996, Vol.118, p. 377-382.
5. Kashinsky O.N., Randin V.V. Downward bubbly gas-liquid flow in a vertical pipe. // Int. J. Multiphase Flow, 1999, Vol. 25, No. 1, p. 109-138.
6. Кашинский О.Н., Рандин В.В. Опускное газожидкостное пузырьковое течение в вертикальной трубе. // Теплофизика и аэромеханика, 1999, т. 6, N 2, с. 235-246.
7. Kashinsky O.N., Randin V.V. Downward bubbly flow at low liquid velocities. // Russ. J. Eng. Thermophysics, 1999, Vol. 9, N 1-2, p. 113-128.
8. Kashinsky O.N., Gorelik R.S., Randin V.V. Structure of upward slug flow in a vertical pipe. // J. Eng. Thermophysics, 2002, Vol. 11, N 1, p. 105-113.
9. O.N. Kashinsky, V.V. Randin, A.S. Kurdyumov The structure of an upward slug flow in a vertical tube. // Thermophysics and Aeromechanics, 2004, Vol. 11, No. 2, p. 269-278.
10. Кашинский О.Н., Рандин В.В., Лобанов П.Д., Чимитов Т.Д. Опускное пузырьковое течение при малых расходных газосодержаниях. // Теплофизика и аэромеханика, 2004, Т. 11, N 4, с. 619-624.

11. Кашинский О.Н., Рандин В.В., Лобанов П.Д., Богословцев Г.В. Влияние дисперсности газовой фазы на характеристики опускного пузырькового течения. // Теплофизика и аэромеханика, 2005, Т. 12, № 4, с. 637-643.
12. O.N. Kashinsky, V.V. Randin, P.D. Lobanov, M.A. Pakhomov, V.I. Terekhov. Experimental and numerical study of downward bubbly flow in a pipe. // Int. J. Heat and Mass Transfer, 2006, Vol. 49, p. 3717-3727.
13. Кашинский О.Н., Рандин В.В., Курдюмов А.С. Трение на стенке в восходящем снарядном течении в вертикальной трубе. // Теплофизика и Аэромеханика, 2006, Т.13, № 3, с. 411-416.
14. O.N. Kashinsky, V.V. Randin, P.D. Lobanov. The influence of a small gas addition to the structure of gas-liquid downward flow in a tube. // Journal of Engineering Thermophysics, 2008, Vol. 17, No 2, p. 120-125.
15. O.N. Kashinsky, V.V. Randin, A.V. Chinak. The effect of channel orientation on heat transfer and wall shear stress in the bubble flow. // Thermophysics and Aeromechanics, 2013, Vol. 20, No. 4, p. 401-408.
16. O. N. Kashinsky, V.V. Randin, A. V. Chinak. Heat transfer and shear stress in a gas-liquid flow in an inclined plane channel. // Journal of Engineering Thermophysics, 2014, Vol. 23, No. 1, p. 39-46.
17. А. Е. Гореликова, О. Н. Кашинский, М. А. Пахомов, В. В. Рандин, В. И. Терехов, А. В. Чинак. Турбулентная структура течения и теплоперенос в наклонном пузырьковом потоке. Экспериментальное и численное исследование. // Известия РАН. Механика жидкости и газа, 2017, № 1. с. 117–129.
18. A.V. Chinak, A.E. Gorelikova, O.N. Kashinsky, M.A. Pakhomov, V.V. Randin, V.I. Terekhov. Hydrodynamics and heat transfer in an inclined bubbly flow. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 118, pp. 785–801.

Список литературы

1. Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Randin V.V., Timkin L.S. Gas-Liquid Bubbly Flow in Vertical Pipes. // Journal of Fluids Engineering, Vol. 118, 1996. pp. 377-382.
2. Kashinsky O.N., Randin V.V. Downward bubbly gas–liquid flow in a vertical pipe // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 25, 1999. pp. 109-138.
3. Goda H., Hibiki T., Kim S., Ishii M., Uhle J. Drift-flux model for downward two-phase flow // International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, 2003. pp. 4835-4844.
4. Hibiki T., Goda H., Kim S., Ishii M., Uhle J. Experimental study on interfacial area transport of a vertical downward bubbly flow // Experiments in Fluids, Vol. 35, 2003. pp. 100-111.
5. Hibiki T., Goda H., Kim S., Ishii M., Uhle J. Structure of vertical downward bubbly flow // International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 47, 2004. pp. 1847-1862.
6. Kim S., Paranjape S.S., Ishii M., Kelly J. Interfacial Structures and Regime Transition in Co-Current Downward Bubbly Flow // Journal of Fluids Engineering, Vol. 126, Sep 2004. pp. 528-538.
7. Sun X., Paranjape S., Kim S., Goda H., Ishii M., Kelly J.M. Local Liquid Velocity in Vertical Air-Water Downward Flow // Journal of Fluids Engineering, Vol. 126, Sep 2004. pp. 539-545.
8. Ishii M., Paranjape S.S., Kim S., Sun X. Interfacial structures and interfacial area transport in downward two-phase bubbly flow // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 30, 2004. pp. 779-801.
9. Lu J., Tryggvason G. Numerical study of turbulent bubbly downflows in a vertical channel // Physics of Fluids, Vol. 18, 2006. P. 103302.
10. Kashinsky O.N., Lobanov P.D., Pakhomov M.A., Randin V.V., Terekhov V.I. Experimental and numerical study of downward bubbly flow in a pipe // International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 49, 2006. pp. 3717-3727.
11. Bolotnov I.A. Influence of Bubbles on the Turbulence Anisotropy // Journal of

Fluids Engineering, Vol. 135, Apr 2013. pp. 051301--051301-9.

12. Colombo M., Fairweather M. Multiphase turbulence in bubbly flows:
13. Zuber N., Findlay J.A. Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems // Journal of Heat Transfer, Vol. 87, Nov 1965. pp. 453-468.
14. Sato Y., Sekoguchi K. Liquid velocity distribution in two-phase bubble flow // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 2, 1975. pp. 79-95.
15. Sato Y., Sadatomi M., Sekoguchi K. Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow—I. Theory // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 7, 1981. pp. 167-177.
16. Sato Y., Sadatomi M., Sekoguchi K. Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow—II. A comparison between experimental data and theoretical calculations // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 7, 1981. pp. 179-190.
17. Serizawa A., Kataoka I., Michiyoshi I. Turbulence structure of air-water bubbly flow—I. measuring techniques // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 2, 1975. pp. 221-233.
18. Serizawa A., Kataoka I., Michiyoshi I. Turbulence structure of air-water bubbly flow—II. local properties // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 2, 1975. pp. 235-246.
19. Serizawa A., Kataoka I., Michiyoshi I. Turbulence structure of air-water bubbly flow—III. transport properties // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 2, 1975. pp. 247-259.
20. Serizawa A., Kataoka I. Turbulence suppression in bubbly two-phase flow // Nuclear Engineering and Design, Vol. 122, 1990. pp. 1-16.
21. Joshi J.B., Nandakumar K., Evans G.M., Pareek V.K., Gumulya M.M., Sathe M.J., Khanwale M.A. Bubble generated turbulence and direct numerical simulations // Chemical Engineering Science, Vol. 157, 2017. pp. 26-75.
22. Rzehak R., Ziegenhein T., Kriebitzsch S., Krepper E., Lucas D. Unified modeling of bubbly flows in pipes, bubble columns, and airlift columns // Chemical Engineering Science, Vol. 157, 2017. pp. 147-158.

23. Вараксин А.Ю. Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения (Обзор) // ТБТ, Т. 51, 2013. С. 421-455.
24. Bolotnov I.A., Lahey R.T., Drew D.A., Jansen K.E. Turbulent cascade modeling of single and bubbly two-phase turbulent flows // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 34, 2008. pp. 1142-1151.
25. Drew D.A., Lahey R.T. Application of general constitutive principles to the derivation of multidimensional two-phase flow equations // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 5, 1979. pp. 243-264.
26. Rensen J., Luther S., Lohse D. The effect of bubbles on developed turbulence // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 538, 2005. pp. 153–187.
27. Feng J., Bolotnov I.A. Evaluation of bubble-induced turbulence using direct numerical simulation // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 93, 2017. pp. 92-107.
28. Lance M., Marie J.L., Bataille J. Homogeneous turbulence in bubbly flows. // J. Fluids Eng., Vol. 113, 1991. pp. 295-307.
29. Legrende D., Magnaudet J. The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 368, 1998. pp. 81–126.
30. Lindken R., Merzkirch W. A novel PIV technique for measurements in multiphase flows and its application to two-phase bubbly flows // Experiments in Fluids, Vol. 33, Dec 2002. pp. 814-825.
31. Luther S., Rensen J., Berg T.H., Lohse D. Data analysis for hot-film anemometry in turbulent bubbly flow // Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 29, 2005. pp. 821-826.
32. Michiyoshi I., Serizawa A. Turbulence in two-phase bubble flow. // Nucl. Eng. Des., Vol. 95, 1986. pp. 253-267.
33. Mudde R.F., Saito T. Hydrodynamical similarities between bubble column and bubbly pipe flow // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 437, 2001. pp. 203-228.
34. Rensen J., Luther S., Vries J., Lohse D. Hot-film anemometry in bubbly flow I: bubble–probe interaction // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 31, 2005. pp. 285-301.

35. Shawkat M.E., Ching C.Y., Shoukri M. Bubble and liquid turbulence characteristics of bubbly flow in a large diameter vertical pipe // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 34, 2008. pp. 767-785.
36. Deshpande N.S., Joshi J.B. SIMULTANEOUS MEASUREMENTS OF GAS AND LIQUID PHASE VELOCITIES AND GAS HOLD-UP USING LASER-DOPPLER VELOCIMETER // Chemical Engineering Communications, Vol. 162, 1997. pp. 151-168.
37. Lance M., Bataille J. Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air–water flow // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 222, 1991. pp. 95–118.
38. Theofanous T.G., Sullivan J. Turbulence in two-phase dispersed flows // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 116, 1982. pp. 343–362.
39. Yu Y.H., Kim S.D. Bubble properties and local liquid velocity in the radial direction of cocurrent gas—liquid flow // Chemical Engineering Science, Vol. 46, 1991. pp. 313-320.
40. Kashinsky O.N., Timkin L.S., Cartellier A. Experimental study of "laminar" bubbly flows in a vertical pipe. // Experiments in Fluids, Vol. 15, 1993. pp. 308-314.
41. Rivière N., Cartellier A. Wall shear stress and void fraction in Poiseuille bubbly flows: Part I: simple analytic predictions // European Journal of Mechanics - B/Fluids, Vol. 18, 1999. pp. 823-846.
42. Rivière N., Cartellier A., Timkin L., Kashinsky O. Wall shear stress and void fraction in Poiseuille bubbly flows: Part II: experiments and validity of analytical predictions // European Journal of Mechanics - B/Fluids, Vol. 18, 1999. pp. 847-867.
43. Song Q., Luo R., Yang X.Y., Wang Z. Phase distributions for upward laminar dilute bubbly flows with non-uniform bubble sizes in a vertical pipe // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 27, 2001. pp. 379-390.
44. Luo R., Song Q., Yang X.Y., Wang Z. A three-dimensional photographic method for measurement of phase distribution in dilute bubble flow // Experiments in Fluids, Vol. 32, 2002. pp. 116-120.
45. Luo R., Pan X.H., Yang X.Y. Laminar light particle and liquid two-phase flows in

- a vertical pipe // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 29, 2003. pp. 603-620.
46. Salim A., Colin C., Grah A., Dreyer M.E. Laminar bubbly flow in an open capillary channel in microgravity // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 36, 2010. pp. 707-719.
 47. Antal S.P., Lahey R.T., Flaherty J.E. Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow. // Int. J. Multiphase Flow, Vol. 17, 1991. pp. 635-652.
 48. Lu J., Biswas S., Tryggvason G. A DNS study of laminar bubbly flows in a vertical channel // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 32, 2006. pp. 643-660.
 49. Зайчик Л.И., Мукин Р.В., Мукина Л.С., Стрижов В.Ф. Развитие диффузионно-инерционной модели для расчета пузырьковых турбулентных течений. Изотермическое полидисперсное течение в вертикальной трубе // ТВТ, Т. 50, 2012. С. 665–675.
 50. Nicklin D.J., Wilkes M.A., Davidson J.F. Two-phase flow in vertical tubes // Trans. Inst. Chem. Eng., Vol. 40, 1962. pp. 61-68.
 51. Fernandes R.D., Semiat R., Dukler A.E. A hydrodynamic model for gas-liquid slug flow in vertical tubes // AIChE J., Vol. 29, 1983. P. 981–989.
 52. Похвалов Ю.Е., Субботин В.И. Статистические параметры снарядного двухфазного течения // Теплоэнергетика, № 2, 1988. С. 28-33.
 53. Shemer L., Barnea D. Visualization of instantaneous velocity profiles in gas-liquid slug flow // PhysicoChemical Hydrodynamics, Vol. 8, No. 3, 1987. pp. 243-253.
 54. Polonsky S., Barnea D., Shemer L. Averaged and time-dependent characteristics of the motion of an elongated bubble in a vertical pipe // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 25, 1999. pp. 795-812.
 55. Hout R., Barnea D., Shemer L. Evolution of statistical parameters of gas-liquid slug flow along vertical pipes // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 27, 2001. pp. 1579-1602.
 56. Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Kozmenko B.K. Experimental study of gas-liquid slug flow in a small-diameter vertical pipe // International Journal of

Multiphase Flow, Vol. 12, 1986. pp. 337-355.

57. Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Petukhov A.V., Gorelik R.S. Study of local hydrodynamic characteristics of upward slug flow // *Experiments in Fluids*, Vol. 7, Sep 1989. pp. 560-566.
58. Mao Z.S., Dukler A.E. An experimental study of gas-liquid slug flow // *Experiments in Fluids*, Vol. 8, Dec 1989. pp. 169-182.
59. Кашинский О.Н., Рандин В.В., Курдюмов А.С. Структура восходящего снарядного течения в вертикальной трубе // *Теплофизика и аэромеханика*, Т. 11, 2004. С. 277–284.
60. White E.T., Beardmore R.H. The velocity of rise of single cylindrical air bubbles through liquids contained in vertical tubes // *Chemical Engineering Science*, Vol. 17, 1962. pp. 351-361.
61. Collins R., Moraes F.F.D., Davidson J.F., Harrison D. The motion of a large gas bubble rising through liquid flowing in a tube // *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 89, 1978. pp. 497–514.
62. Hayashi K., Kurimoto R., Tomiyama A. Terminal velocity of a Taylor drop in a vertical pipe // *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 37, 2011. pp. 241-251.
63. Taha T., Cui Z.F. CFD modelling of slug flow in vertical tubes // *Chemical Engineering Science*, Vol. 61, 2006. pp. 676-687.
64. Fabre J., Line A. Modeling of Two-Phase Slug Flow // *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 24, 1992. pp. 21-46.
65. Pinto A.M.F.R., Pinheiro M.N.C., Campos J.B.L.M. Coalescence of two gas slugs rising in a co-current flowing liquid in vertical tubes // *Chemical Engineering Science*, Vol. 53, 1998. pp. 2973-2983.
66. Davies R.M., Taylor G. The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes // *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol. 200, 1950. pp. 375-390.
67. Tung K.W., Parlange J.Y. Note on the motion of long bubbles in closed tubes-influence of surface tension // *Acta Mechanica*, Vol. 24, Sep 1976. pp. 313-317.

68. Zukoski E.E. Influence of viscosity, surface tension, and inclination angle on motion of long bubbles in closed tubes // J. Fluid Mech., Vol. 25, 1966. pp. 821-837.
69. Mao Z.S., Dukler A.E. The motion of Taylor bubbles in vertical tubes—II. Experimental data and simulations for laminar and turbulent flow // Chemical Engineering Science, Vol. 46, 1991. pp. 2055-2064.
70. Goldsmith H.L., Mason S.G. The movement of single large bubbles in closed vertical tubes // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 14, 1962. pp. 42–58.
71. Brown R. A. S. The mechanics of large gas bubbles in tubes: I. Bubble velocities in stagnant liquids // The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 43, 1965. pp. 217-223.
72. Viana F., Pardo R., Yanez R., Trallero J.L., Joseph D.D. Universal correlation for the rise velocity of long gas bubbles in round pipes // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 494, 2003. pp. 379–398.
73. Funada T., Joseph D.D., Maehara T., Yamashita S. Ellipsoidal model of the rise of a Taylor bubble in a round tube // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 31, 2005. pp. 473-491.
74. Araújo J.D.P., Miranda J.M., Pinto A.M.F.R., Campos J.B.L.M. Wide-ranging survey on the laminar flow of individual Taylor bubbles rising through stagnant Newtonian liquids // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 43, 2012. pp. 131-148.
75. Hayashi K., Kurimoto R., Tomiyama A. DIMENSIONAL ANALYSIS OF TERMINAL VELOCITY OF A TAYLOR BUBBLE IN A VERTICAL PIPE // Multiphase Science and Technology, Vol. 22, 2010. pp. 197-210.
76. Kurimoto R., Hayashi K., Tomiyama A. Terminal velocities of clean and fully-contaminated drops in vertical pipes // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 49, 2013. pp. 8-23.
77. Sousa R.G., Pinto A.M.F.R., Campos J.B.L.M. Effect of gas expansion on the velocity of a Taylor bubble: PIV measurements // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 32, 2006. pp. 1182-1190.
78. Joseph D.D. Rise velocity of a spherical cap bubble // Journal of Fluid Mechanics,

Vol. 488, 2003. pp. 213–223.

79. Nickens H.V., Yannitell D.W. The effects of surface tension and viscosity on the rise velocity of a large gas bubble in a closed, vertical liquid-filled tube // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 13, 1987. pp. 57-69.
80. Nogueira S., Riethmuler M.L., Campos J.B.L.M., Pinto A.M.F.R. Flow in the nose region and annular film around a Taylor bubble rising through vertical columns of stagnant and flowing Newtonian liquids // Chemical Engineering Science, Vol. 61, 2006. pp. 845-857.
81. Polonsky S., Shemer L., Barnea D. The relation between the Taylor bubble motion and the velocity field ahead of it // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 25, 1999. pp. 957-975.
82. Shemer L. Hydrodynamic and statistical parameters of slug flow // International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 24, 2003. pp. 334-344.
83. Hout R., Gulitski A., Barnea D., Shemer L. Experimental investigation of the velocity field induced by a Taylor bubble rising in stagnant water // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 28, 2002. pp. 579-596.
84. Bugg J.D., Mack K., Rezkallah K.S. A numerical model of Taylor bubbles rising through stagnant liquids in vertical tubes // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 24, 1998. pp. 271-281.
85. Campos J.B.L.M., Carvalho J.R.F.G.D. An experimental study of the wake of gas slugs rising in liquids // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 196, 1988. pp. 27–37.
86. Llewellyn E.W., Del Bello E., Taddeucci J., Scarlato P., Lane S.J. The thickness of the falling film of liquid around a Taylor bubble // Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Vol. 468, 2012. pp. 1041-1064.
87. Portalski S. Studies of falling liquid film flow Film thickness on a smooth vertical plate // Chemical Engineering Science, Vol. 18, 1963. pp. 787-804.
88. Campos J.B.L.M., Carvalho J.R.F.G. Mixing induced by air slugs rising in narrow columns of water // Chemical Engineering Science, Vol. 43, 1988. pp. 1569-1582.
89. Nogueira S., Sousa R.G., Pinto A.M.F.R., Riethmuller M.L., Campos J.B.L.M. Simultaneous PIV and pulsed shadow technique in slug flow: a solution for optical

problems // Experiments in Fluids, Vol. 35, Dec 2003. pp. 598-609.

90. Shemer L., Gulitski A., Barnea D. On the turbulent structure in the wake of Taylor bubbles rising in vertical pipes // Physics of Fluids, Vol. 19, 2007. P. 035108.
91. Hout R., Barnea D., Shemer L. Translational velocities of elongated bubbles in continuous slug flow // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 28, 2002. pp. 1333-1350.
92. Pinto A.M.F.R., Pinheiro M.N.C., Nogueira S., Ferreira V.D., Campos J.B.L.M. Experimental Study on the Transition in the Velocity of Individual Taylor Bubbles in Vertical Upward Co-Current Liquid Flow // Chemical Engineering Research and Design, Vol. 83, 2005. pp. 1103-1110.
93. Quan S. Co-current flow effects on a rising Taylor bubble // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 37, 2011. pp. 888-897.
94. Moissis R., Griffith P. Entrance Effects in a Two-Phase Slug Flow // Journal of Heat Transfer, Vol. 84, Feb 1962. pp. 29-38.
95. Pinto A.M.F.R., Campos J.B.L.M. Coalescence of two gas slugs rising in a vertical column of liquid // Chemical Engineering Science, Vol. 51, 1996. pp. 45-54.
96. Dukler A.E., Maron D.M., Brauner N. A physical model for predicting the minimum stable slug length // Chemical Engineering Science, Vol. 40, 1985. pp. 1379-1385.
97. Tudose E.T., Kawaji M. Experimental Investigation of Taylor bubble acceleration mechanism in slug flow // Chemical Engineering Science, Vol. 54, 1999. pp. 5761-5775.
98. Araújo J.D.P., Miranda J.M., Campos J.B.L.M. Flow of two consecutive Taylor bubbles through a vertical column of stagnant liquid—A CFD study about the influence of the leading bubble on the hydrodynamics of the trailing one // Chemical Engineering Science, Vol. 97, 2013. pp. 16-33.
99. Mayor T.S., Ferreira V., Pinto A.M.F.R., Campos J.B.L.M. Hydrodynamics of gas–liquid slug flow along vertical pipes in turbulent regime—An experimental study // International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 29, 2008. pp. 1039-1053.

100. Saidj F., Hasan A., Bouyahiaoui H., Zeghloul A., Azzi A. Experimental study of the characteristics of an upward two-phase slug flow in a vertical pipe // Progress in Nuclear Energy, Vol. 108, 2018. pp. 428-437.
101. Zun I. The transverse migration of bubbles influenced by walls in vertical bubbly flow // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 6, 1980. pp. 583-588.
102. Barnea D., Shoham O., Taitel Y., Dukler A.E. Gas-liquid flows in inclined tubes: Flow pattern transition for upward flow. // Chem. Eng. Sci., Vol. 40, 1985. pp. 735-740.
103. Кашинский О.Н., Чинак А.В., Смирнов Б.М., Успенский М.С. Массообмен при движении газожидкостного потока в наклонном плоском канале // ИФЖ, Т. 64, № 5, 1993. С. 523-528.
104. Sanaullah K., Thomas N.H. Velocity and voidage profiles for steeply inclined bubbly flows in segregated - disperse regime. // Experimental and Computational Aspects of Validation of Multiphase Flow CFD Codes. FED. 1994. Vol. 180. pp. 119-127.
105. Sanaullah K., Arshad M., Khan A., Chughtai I.R. Buoyancy effects in steeply inclined air-water bubbly shear flow in a rectangular channel // Thermophysics and Aeromechanics, Vol. 22, 2015. pp. 463-473.
106. Кашинский О.Н., Чинак А.В., Каипова Е.В. Пузырьковое газожидкостное течение в наклонном плоском канале. // Теплофизика и аэромеханика, Т. 10, № 1, 2003. С. 71-78.
107. Xing D., Yan C., Sun L., Liu J., Sun B. Experimental study of interfacial parameter distributions in upward bubbly flow under vertical and inclined conditions // Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 47, 2013. pp. 117-125.
108. Hollingsworth D.K., Witte L.C., Figueroa M. Enhancement of Heat Transfer Behind Sliding Bubbles // Journal of Heat Transfer, Vol. 131, Oct 2009. pp. 121005-121005.
109. Kashinsky O.N., Randin V.V., Chinak A.V. The effect of channel orientation on heat transfer and wall shear stress in the bubbly flow // Thermophysics and Aeromechanics, Vol. 20, 2013. pp. 391-398.
110. Kashinsky O.N., Randin V.V., Chinak A.V. Heat transfer and shear stress in a gas-

- liquid flow in an inclined flat channel // Journal of Engineering Thermophysics, Vol. 23, 2014. pp. 39-46.
111. Piedra S., Lu J., Ramos E., Tryggvason G. Numerical study of the flow and heat transfer of bubbly flows in inclined channels // International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 56, 2015. pp. 43-50.
112. Bendiksen K.H. An experimental investigation of the motion of long bubbles in inclined tubes // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 10, 1984. pp. 467-483.
113. Barnea D., Roitberg E., Shemer L. Spatial distribution of void fraction in the liquid slug in the whole range of pipe inclinations // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 52, 2013. pp. 92-101.
114. Bhagwat S.M., Ghajar A.J. Experimental investigation of non-boiling gas-liquid two phase flow in upward inclined pipes // Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 79, 2016. pp. 301-318.
115. Bhagwat S.M., Ghajar A.J. Experimental investigation of non-boiling gas-liquid two phase flow in downward inclined pipes // Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 89, 2017. pp. 219-237.
116. Cheng T.W., Lin T.L. Characteristics of gas-liquid two-phase flow in small diameter inclined tubes // Chemical Engineering Science, Vol. 56, 2001. pp. 6393-6398.
117. Chinak A.V., Gorelikova A.E., Kashinsky O.N., Pakhomov M.A., Randin V.V., Terekhov V.I. Hydrodynamics and heat transfer in an inclined bubbly flow // International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 118, 2018. pp. 785-801.
118. Jagan V., Satheesh A. Experimental studies on two phase flow patterns of air–water mixture in a pipe with different orientations // Flow Measurement and Instrumentation, Vol. 52, 2016. pp. 170-179.
119. Pokusaev B.G., Kazenin D.A., Karlov S.P., Ermolaev V.S. Motion of a gas slug in inclined tubes // Theoretical Foundations of Chemical Engineering, Vol. 45, 2011. P. 640.
120. Pothof I.W.M., Clemens F.H.L.R. Experimental study of air–water flow in downward sloping pipes // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 37,

2011. pp. 278-292.
121. Roitberg E., Barnea D., Shemer L. Elongated bubble shape in inclined air-water slug flow // *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 85, 2016. pp. 76-85.
122. Tihon J., Pěnkavová V., Vejražka J. Wall shear stress induced by a large bubble rising in an inclined rectangular channel // *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 67, 2014. pp. 76-87.
123. Wang Y., Yan C., Sun L., Yan C., Tian Q. Characteristics of slug flow in a narrow rectangular channel under inclined conditions // *Progress in Nuclear Energy*, Vol. 76, 2014. pp. 24-35.
124. Yan C., Yan C., Shen Y., Sun L., Wang Y. Evaluation analysis of correlations for predicting the void fraction and slug velocity of slug flow in an inclined narrow rectangular duct // *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 273, 2014. pp. 155-164.
125. Yan C., Yan C., Sun L., Wang Y., Zhang X. Slug behavior and pressure drop of adiabatic slug flow in a narrow rectangular duct under inclined conditions // *Annals of Nuclear Energy*, Vol. 64, 2014. pp. 21-31.
126. Boyer C., Duquenne A.M., Wild G. Measuring techniques in gas–liquid and gas–liquid–solid reactors // *Chemical Engineering Science*, Vol. 57, 2002. pp. 3185-3215.
127. Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Кашинский О.Н., Гешев П.И. Электродиффузионный метод исследования локальной структуры турбулентных течений. Новосибирск: Институт теплофизики, 1986. 247 с.
128. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. пер. с немецкого-е изд. Москва: Наука, 1974. 712 с.
129. Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Kozmenko B.K. Electrochemical method for measuring turbulent characteristics of gas-liquid flows. // *Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows*, ed. J.M. Delhaye and G. Cognet, Springer, Berlin. 1984. pp. 695-721.
130. Кашинский О.Н., Горелик Р.С., Рандин В.В. Скорости фаз в пузырьковом газожидкостном течении // *Инженерно физический журнал*, Т. 57, № 1, 1989. С. 12-15.

131. Kashinsky O.N., Randin V.V., Timkin L.S., Yerycheva O.N. Direction-specific characteristics of a three-component electrodiffusional velocity probe // *Journal of Applied Electrochemistry*, Vol. 24, 1994. pp. 694-696.
132. Григорьев ВА, Зорин ВМ, редакторы. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент. Москва: Энергоиздат, 1982.
133. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Москва: Наука, 1972. 720 с.
134. Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Burdukov A.P., Odnoral V.P. Local characteristic of upward gas-liquid flows. // *Int. J. of Multiphase Flow*, Vol. 7, No. 1, 1981. pp. 63-81.
135. Liu T.J., Bankoff S.G. Structure of air-water bubbly flow in a vertical pipe—I. liquid mean velocity and turbulence measurements // *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, 1993. pp. 1049-1060.
136. Ибрагимов М.Х., Бобков В.П., Тычинский Н.А. Исследование поведения газовой фазы в турбулентном потоке смеси воды и газа в каналах. // *ТВТ*, Т. 11, № 5, 1973. С. 1051-1061.
137. Oshinovo T., Charles M.E. Vertical Two-Phase Flow. Holdup and Pressure Drop. // *Canad. J. Chem. Eng.*, Vol. 52, 1974. pp. 438-448.
138. Clark N.N., Flemmer R.L.C. On vertical downward two phase flow. // *Chemical Engineering Science*, Vol. 39, 1984. pp. 170-173.
139. Clark N.N., Flemmer R.L.C. Predicting the holdup in two-phase bubble upflow and downflow using the Zuber and Findlay drift-flux model. // *AIChE Journal*, Vol. 31, 1985. pp. 500-503.
140. Clark N.N., Flemmer R.L.C. Two-phase pressure loss in terms of mixing length theory. 1. Derivation for the general case of dispersed flow // *Ind. Eng. Chem. Fund.*, Vol. 24, Nov 1985. pp. 412-418.
141. Ганчев Б.Г., Низовцев В.А., Пересадько В.Г. Опускные пузырьковые течения при малых скоростях фаз // В кн.: Пристенные струйные потоки. Новосибирск: Институт теплофизики, 1984. С. 85-91.
142. Ганчев Б.Г., Пересадько В.Г. Процессы гидродинамики и теплообмена в

- опускных пузырьковых потоках. // ИФЖ, Т. 49, № 2, 1985. С. 181-189.
143. Wang S.K., Lee S.J., Jones O.C., Lahey R.T. 3-D turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly two-phase flows. // International Journal of Multiphase Flow, Vol. 13, 1987. pp. 327-343.
144. Горелик Р.С., Кашинский О.Н., Накоряков В.Е. Исследование опускающего пузырькового течения в вертикальной трубе. // ЖПМТФ, № 1, 1987. С. 69-73.
145. Drew D.A., Lahey R.T. Phase distribution mechanism in turbulent low-quality two-phase flow in a circular pipe. // J. Fluid Mech., Vol. 117, 1982. pp. 91-106.
146. Sun X., Paranjape S., Ishii M., Uhle J. LDA measurements in air-water downward flow. // Exp. Thermal and Fluid Science, Vol. 28, 2004. pp. 317-328.
147. Валукина Н.В., Козьменко Б.К., Кашинский О.Н. Характеристики монодисперсной газожидкостной смеси при течении в вертикальной трубе. // ИФЖ, Т. 36, № 4, 1979. С. 695-699.
148. Кашинский О.Н., Каипова Е.В., Курдюмов А.С. Применение электрохимического метода для измерения скорости жидкости в двухфазном потоке. // ИФЖ, Т. 76, № 6, 2003. С. 19-23.
149. Накоряков В.Е., Кашинский О.Н., Козьменко Б.К., Горелик Р.С. Исследование восходящего пузырькового течения при малых скоростях жидкой фазы. // Известия СО АН СССР, Сер. техн. наук, Т. 16, № 3, 1986. С. 15-20.
150. Kashinsky O.N., Gorelik R.S., Randin V.V. Upward bubbly flow in a small-diameter vertical pipe. // Russian Journal of Engineering Thermophysics, No. 5, 1995. pp. 177-193.
151. Арманд А.А. Исследование процесса движения и сопротивления при движении двухфазной смеси по горизонтальным трубам. // Изв. ВТИ, № 1, 1946. С. 16-23.
152. Clark N.N., Flemmer R.L.C. Two-phase pressure loss in terms of mixing length theory. 2. Comparison of model with upflow and downflow data // Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals, Vol. 24, 1985. pp. 418-423.
153. Wallis G.B. The terminal speed of single drops or bubbles in an infinite medium //

- International Journal of Multiphase Flow, Vol. 1, 1974. pp. 491-511.
154. Colin C., Fabre J., Kamp A. Turbulent bubbly flow in pipe under gravity and microgravity conditions // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 711, 2012. pp. 469–515.
 155. Moursali E., Marie J.L., Bataille J. An upward turbulent bubbly boundary layer along a vertical flat plate. // Int. J. Multiphase Flow, Vol. 21, 1995. pp. 107-117.
 156. Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N. Gas-liquid bubbly flow in a near-wall region. // Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, ed. G.P. Celata and R.K. Shah, Edizioni ETS. Piza. 1995. Vol. 1. pp. 453-458.
 157. Marie J.L. Modelling of the skin friction and heat transfer in turbulent two-component bubbly flows in pipes. // Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13, 1987. pp. 309-325.
 158. Marie J.L., Moursali E., Tran-Cong S. Similarity law and turbulence intensity profiles in a bubbly boundary layer at low void fractions. // Int. J. Multiphase Flow, Vol. 23, 1997. pp. 227-247.
 159. Clark N.N., Van Egmond J.W., Nebiolo E.P. The drift-flux model applied to bubble columns at low velocity flows. // Int. J. Multiphase Flow, Vol. 16, 1990. pp. 261-279.
 160. Kashinsky O.N., Timkin L.S., Cartillier A. Wall shear stress and velocity fluctuations in upward laminar flow. // Two-Phase Flow Modelling and Experimentation. Proc. of the Second International Symposium. Italy, 23-26 May. Pisa. 1995. Vol. 1. pp. 467-472.
 161. Kashinsky O.N., Randin V.V. Downward bubbly flow at low liquid velocities. // Two-Phase Flow Modelling and Experimentation. Proc. of the Second International Symposium. Italy, 23-26 May. Pisa. 1999. Vol. 2. pp. 1063-1069.
 162. Алексеенко С.В., Накоряков В.Е., Покусаев. Б.Г. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: ВО “Наука“. Сибирская издательская фирма, 1992.
 163. Михеев М.А. Основы теплопередачи. Москва: Гос. энергетическое изд-во, 1949. 397 с.
 164. Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В. Формирование мелкодисперсной газовой фазы в восходящем и опускающем потоке жидкости //

Механика жидкости и газа, № 4, 2012. С. 75-81.