

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

БЕЛОУСОВ АНДРЕЙ ПЕТРОВИЧ

РАЗРАБОТКА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ЛОКАЛЬНОЙ И ПОЛЕВОЙ
ДИАГНОСТИКИ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ПОТОКОВ

05.11.07 – Оптические и оптико-электронные приборы и комплексы

Диссертация на соискание ученой степени
доктора технических наук

Научный консультант:

д-р физ.-мат. наук, проф. Л. А. Борыняк

Новосибирск – 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1 МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ.....	16
1.1 Методы определения геометрических параметров частиц дисперсной фазы.....	17
1.2 Методы измерения скорости дисперсной и непрерывной фаз, размеров частиц дисперсной фазы в многофазных потоках.....	25
ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 1.....	32
ГЛАВА 2 РАЗРАБОТКА МЕТОДА ЛОКАЛЬНОГО ДИАГНОСТИРОВАНИЯ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ПОТОКОВ.....	33
ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 2.....	51
ГЛАВА 3 РАЗРАБОТКА СИСТЕМ ЛАЗЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ.....	52
3.1 Доплеровская диагностика дисперсной фазы в газожидкостных потоках.....	61
3.2 Амплитудные характеристики доплеровского сигнала в схеме с опорным пучком.....	69
3.3 Одновременное измерение скорости и размера частиц дисперсной фазы в дифференциальной схеме ЛДА.....	81
ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 3.....	88
ГЛАВА 4 СИСТЕМЫ ПОЛЕВОЙ ДИАГНОСТИКИ.....	90
4.1 Разработка оптической системы для изучения течения в шаровых засыпках.....	90
4.2 Метод диффузного освещения границы раздела двух прозрачных сред с различными показателями преломления.....	109
ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 4.....	117
ГЛАВА 5 ПРИМЕНЕНИЕ СИСТЕМ ПОЛЕВОЙ ДИАГНОСТИКИ.....	118
5.1 Основы измерения скоростей по анализу изображения частиц	

(Particle Image Velocimetry).....	118
5.2 Изучение пленочного течения жидкости в кубической упаковке шаров.....	120
5.3 Движение пленки жидкости по одиночной сфере.....	132
5.4 Газонасыщенная осесимметричная импактная струя.....	144
5.5 Газокапельные течения.....	190
ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 5.....	196
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	198
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	201
ПРИЛОЖЕНИЕ А.....	217

ВВЕДЕНИЕ

Диссертация посвящена разработке, исследованию и применению новых оптических систем диагностики (диапазон излучения 380-780 нм), многофазных потоков. По совокупности таких характеристик, как точность, временное и пространственное разрешение, габариты, программный сервис, возможность работы в реальном времени разработанные системы существенно отличаются от применяемых ранее. Они позволяют исследовать основные параметры газожидкостных потоков в реальном времени, автоматизировать процесс сбора и обработки экспериментальных данных.

Актуальность темы. Многие современные технологии тепловой и атомной энергетики, химического производства, трубопроводного транспорта и т.п. основаны на использовании многофазных потоков. Интенсивное развитие этих технологий приводит к *проблеме совершенствования методов диагностики параметров многофазных потоков*. Наибольший интерес вызывают современные оптические методы. Преимущества очевидны: бесконтактность, скорость сбора информации, доступность панорамных и локальных методов и т.д. Однако практическая реализация оптической диагностики затруднена наличием большого количества границ раздела фаз, высокой концентрацией включений. Поэтому разработка и развитие оптических систем диагностики многофазных потоков является актуальной задачей.

Степень разработанности темы. Оптические методы диагностики двухфазных потоков являются высокоточными способами качественного и количественного определения основных параметров данного типа течений (скорость, размер и пространственное распределение фаз). Основы прямых измерений геометрических параметров частиц дисперсной фазы связаны с разработкой микроскопа и связаны с именами Иоанна Липперсгея и Захария Янсена (1590). На развитие методических и аппаратных средств метода существенное влияние оказали работы зарубежных ученых – Ф. Шмидта, К.

Шмидта, Х. Фиссана, Мак Крона и др. К 1997 году были созданы популярные коммерческие системы измерения размеров частиц, такие как The American Innovation Videometric 150, VIDS V, Artek Omnicon 3600, VIA-20, 50, 100, Buehler Omnimet II, Compix C-Imaging 1280 System, Global Lab Image, Hitech Olympus Cue-3, Joyce Loebel Magiscan, AMF-100, Leica Quantimet 500, LeMont Oasys, Millipore μ MC System, Nachet 1500, Nikon analytical microscopy workstation Microphot SA, Optomax V, TN-8500 Image Analysis System, Danfoss QueCheck Vision System и др. В настоящее время микроскопия часто используется как абсолютный метод анализа размеров частиц. Измерение средней локальной концентрации фаз в газожидкостных потоках с высоким содержанием дисперсной фракции часто осуществляется с применением оптических зондов, где для передачи информации из исследуемой области потока в область фотоприемника используется волоконный световод. Такие системы разрабатывались Миллером и Митчи, Хинатой, Дэлэ, Пауэллой, В. Е. Накоряковым, О. Н. Кашинским, А. Р. Евсеевым. Работа метода основана на измерении интенсивности света, отраженного от торца световода, помещенного в поток. Коэффициент отражения зависит от того, находится ли датчик в жидкой или газовой фазе. Измерение скоростей фаз осуществляется двумя методами: доплеровским и корреляционным. Первый – основа лазерных доплеровских анемометров (ЛДА) – базируется на эффекте Доплера (смещение частоты излучения (электромагнитного, акустического) при относительном движении приемника и передатчика) (1842). Разрабатывался рядом российских и зарубежных исследователей Ю. Н. Дубнищевым, Б. С. Ринкевичюсом, С. Тропеа, Е. Мюллером, С. Нобахом и др. (1975-2011). Доплеровский метод измерения скорости реализован в системах TSI LDV System 1, 2, 3 – COMPONENT, Dantec Dynamic FiberFlow, FlowLite, FlowExplorer LDA Systems, 2D-ЛДА ABC, ЛАД-0566 ЛАД-079 и т.д. Второй метод основан на корреляционном анализе изображений трассеров (мелких частиц, добавляемых в поток) в двух кадрах, снятых с небольшой временной

задержкой (М. Раффел, С. Виллерт, Й. Компенханс, Д. М. Маркович и др.) и широко применяется в настоящее время для измерения полей скоростей фаз. Реализован в системах Dantec Dynamics 2D/2D stereoscopic PIV, Volume mapping PIV (Particle Image Velocimetry), Volumetric Velocimetry, Multiphase Flow, Time Resolved PIV, LaVision PIV, TSI PIV Systems, автоматизированном комплексе диагностики одно- и двухфазных течений жидкости и газа ПОЛИС и т.д. (1995-2011).

Перенос изображения из области исследования в область регистрации – основа методов визуализации течений. В системах с большим числом границ раздела часто используется метод оптической однородности, предложенный в 1884 году Х. Кристиансенем при исследовании прозрачности материалов. Для изучения течения в многофазной среде впервые применен В. Джонстоном, А. Диббсом и Р. Эдвардсом. Дальнейшее развитие получил в работах Т. Вонка, Дж. М. Бернарда, Р. М. Ли, С. П. Уонга, В. И. Волкова, В. Е. Накорякова, А. Р. Евсеева и др.

В виду ряда причин, на момент постановки работы в распоряжении специалистов по гидромеханике многофазных сред практически отсутствовали диагностические комплексы, позволяющие осуществлять полевую диагностику многофазных течений (размеры, пространственное распределение и скорости фаз). Возможность качественного улучшения используемых систем наступила в 90-е годы прошлого столетия с развитием вычислительной и фотографической техники, позволяющей фиксировать, хранить и обрабатывать большие массивы данных.

Работа по теме диссертации начата автором в 1999-2001 годах. Были приняты во внимание: а) необходимость высокоточной локальной и полевой диагностики течений для построения, оптимизации моделей взаимодействия фаз; б) необходимость в обновлении имеющегося в гидродинамических лабораториях приборов диагностики многофазных течений; в) широкое распространение вычислительной и детектирующей излучение техники, а также средств регистрации изображений на их основе; г) необходимость

расширения области применения существующих диагностических средств на двухфазные течения в сложных геометрических условиях. Сказанное позволяет сделать вывод о том, что работа по теме диссертации является своевременной и актуальной.

На фоне видимых преимуществ оптических методов диагностики многофазных потоков, проявились и их существенные недостатки: наличие засветки вызванной большим количеством границ раздела, что ухудшает качество изображения; отсутствие алгоритмов коррекции изображений, получения информации о размерах и пространственном положении дисперсной фазы; низкое временное разрешение PIV систем и др. Поэтому *исследовательская* часть диссертации ориентирована, главным образом, на поиск путей снижения влияния указанных негативных факторов на качество получаемой информации и создание новых алгоритмов ее обработки. Это потребовало разработки новых оптических систем диагностики с развитым программным сервисом. *Прикладная* часть диссертации посвящена применению разработанных комплексов для диагностики широкого класса газожидкостных потоков (пузырьковые, газокапельные, пленочные).

Благодаря интересу, методической поддержке и участию в работе д.т.н. Л. И. Мальцева и д.ф.-м.н. А. Р. Евсеева (ИТ СО РАН, г. Новосибирск) был проведен первый цикл работ по созданию и применению оптоволоконных систем для исследования газонасыщенного пограничного слоя со снижением сопротивления. Д. т.н. А. Р. Богомолов (ИТ СО РАН, г. Новосибирск) поставил задачу об изучении гидродинамической структуры течения при обтекании точек контакта элементов шаровой засыпки. Д. ф.-м. н. А. Р. Евсеев рассмотрел возможности применения эндоскопической техники для исследования двухфазных течений в труднодоступных местах. Чл.-корр. Д. М. Маркович (ИТ СО РАН, г. Новосибирск) проявил интерес к расширению функциональности стандартных PIV систем и их применению для диагностики пленочных, пузырьковых, газокапельных потоков. Создание, тестирование и применение систем выполнены при содействии и участии чл.-

корр. Д. М. Марковича, к.т.н. П. Я. Белоусова, д.ф.-м.н. А. Р. Евсеева, д.т.н. Л. И. Мальцева, инж. В. Л. Долматова, к.т.н. В. Н. Васечкина, к.ф.-м.н. А. В. Бильского (ИТ СО РАН, г. Новосибирск) и др. Автор выражает им глубокую благодарность.

Научные направления, исследованные в диссертации, связаны с разработкой, совершенствованием, обоснованием функциональных возможностей оптических систем диагностики многофазных потоков, позволяющих получить важную информацию о локальной и полевой структуре течений в системах теплообмена, химических, биологических, ядерных реакторах и т.п., необходимую для создания, оптимизации и повышения эффективности ряда промышленных устройств, используемых в Российской Федерации.

Цель диссертации – разработка, исследование и совершенствование оптических систем локальной и полевой диагностики газожидкостных потоков.

Для достижения этой цели решались следующие *задачи*:

- аналитический обзор современного состояния и перспектив развития локальной и полевой диагностики двухфазных потоков;
- разработка и исследование систем локальной диагностики, включая новые алгоритмы обработки оптической информации для определения скорости и размеров элементов частиц дисперсной фазы;
- разработка и совершенствование систем полевой диагностики, включая алгоритмы расчета энергетических свойств крупномасштабных вихревых структур, пространственного распределения и геометрических параметров дисперсной фазы;
- решение технических проблем, устраняющих ограничения на точность и доступность систем локальной и полевой диагностики, включая устранение дисторсии, определение пространственной локализации

прозрачных границ раздела фаз с различными показателями преломления;

- создание технических средств для достижения поставленной цели и апробация действующих образцов для решения актуальных задач гидромеханики.

Объект и предмет исследования. При разработке оптических систем диагностики газожидкостных потоков объектами исследования являлись новые методы и процессы, которые могут быть положены в основу создания оптических и оптико-электронных систем и комплексов, а также характеристики приборов, систем и комплексов, использующих электромагнитное излучение оптического диапазона волн, предназначенных для решения задач измерения геометрических и физических величин, исследования и контроля параметров различных сред и объектов, в том числе при решении технологических задач, передачи, приема, обработки и отображения информации, создания оптического и оптико-электронного оборудования для научных исследований и различных областях науки и техники. Предметом исследования является отражение и преломление оптического излучения границами раздела светопрозрачных фаз в газожидкостных потоках, применение разработанных теоретических моделей для создания локальных и полевых систем диагностики газожидкостных течений.

Научная новизна. Новыми результатами диссертации являются:

- модель отражения и преломления гауссова пучка границами раздела фаз для оптического волоконного зонда. Разработанный в рамках модели алгоритм обработки сигнала, позволяющий определять размер дисперсной фазы до момента контакта оптического волокна с дисперсной фазой;
- модель отражения и преломления гауссова пучка границами раздела фаз в схеме ЛДА с опорным пучком. Разработанный в рамках модели алгоритм, обработки сигнала, позволяющий определять скорость и размер дисперсной фазы;

- модель отражения и преломления когерентного оптического излучения границами раздела фаз в схеме ЛДА с опорным пучком. Разработанный в рамках модели алгоритм определения скорости движения границ раздела фаз, дающий возможность исследовать динамику дисперсной фазы в потоке;
- модель отражения оптического излучения в дифференциальной схеме ЛДА дисперсной фазой (газовые пузырьки, капли жидкости) в газожидкостных потоках. Разработанный в рамках модели алгоритм определения скорости и размера дисперсной фазы;
 - компенсация пространственных искажений, возникающих при переносе изображения в системах, состоящих из стеклянных шаров;
 - модель отражения и преломления диффузного излучения границами раздела фаз. Разработанный в рамках модели способ определения геометрических параметров дисперсной фазы в газожидкостных потоках, а также ее пространственного распределения;
 - методы, расширяющие функциональные возможности PIV систем в области диагностики многофазных потоков.

Оригинальность полученных решений подтверждена публикациями в журналах из перечня ВАК, международными патентами.

Теоретическая и практическая значимость работы.

Разработан и создан ряд локальных и полевых (по области выборки информации) оптико-электронных систем диагностики многофазных течений по совокупности характеристик, превосходящие применявшиеся ранее. Показана их применимость для диагностики многофазных течений.

Предложена аналитическая модель отражения и преломления гауссова пучка границами раздела фаз для оптического волоконного зонда. Разработан и апробирован алгоритм обработки сигнала, позволяющий определять размер дисперсной фазы до момента контакта оптического волокна с дисперсной фазой.

Предложена модель отражения и преломления гауссова пучка границами раздела фаз в схеме ЛДА с опорным пучком. Создан алгоритм обработки

сигнала, позволяющий определять скорость и размер дисперсной фазы. Разработана и апробирована оптическая система диагностики газожидкостных потоков.

Предложена модель отражения и преломления когерентного оптического излучения границами раздела фаз в схеме ЛДА с опорным пучком. В рамках модели разработан алгоритм определения скорости движения границ раздела фаз, дающий возможность исследовать динамику дисперсной фазы в потоке.

Предложена модель отражения оптического излучения в дифференциальной схеме ЛДА дисперсной фазой (газовые пузырьки, капли жидкости) в газожидкостных потоках. Разработан алгоритм определения скорости и размера дисперсной фазы.

Компенсированы пространственные искажения в оптических системах, состоящих из стеклянных шаров. Создана и апробирована оптическая система диагностики газожидкостных течений, проходящих через ряд слоев кубической упаковки шаров (шаровые засыпки).

Разработана модель отражения и преломления диффузного излучения границами раздела фаз. Предложен способ определения геометрических параметров и пространственного распределения дисперсной фазы в газожидкостных потоках.

Разработаны методы, расширяющие функциональные возможности PIV систем в области диагностики многофазных потоков.

Полезность решений зафиксирована в патентах и научных статьях.

Полученные опытные данные о диапазоне применимости оптических методов измерения скалярных и векторных параметров газожидкостных потоков, результаты тестовых и гидромеханических исследований могут быть полезны специалистам в соответствующих областях:

- модель отражения и преломления оптического излучения границами раздела фаз: разработка оптоволоконных систем диагностики

многофазных потоков с высокой концентрацией дисперсной фазы, гидромеханика многофазных потоков;

- модель отражения и преломления оптического излучения границами раздела фаз в схеме ЛДА с опорным пучком: разработка и применение оптических доплеровских измерителей скорости к диагностике газожидкостных потоков, измерение параметров дисперсной фазы, изучение динамических явлений (колебание границ раздела, деформация пузырька и т.д.)
- модель отражения оптического излучения границами раздела фаз в дифференциальной схеме ЛДА: разработка и применение оптических доплеровских измерителей скорости к диагностике многофазных потоков, определение размера и скорости дисперсной фазы;
- компенсация пространственных искажений в системах, содержащих стеклянные шары: разработка оптических систем переноса изображения, разработка систем теплообмена;
- модель отражения и преломления диффузного излучения границами раздела фаз: системы освещения, разработка оптических методов диагностики потоков, информация о размере и пространственном распределении дисперсной фазы;
- методы диагностики газожидкостных течений системой PIV: теоретическая и экспериментальная гидромеханика многофазных течений.

Методология и методы исследований. В диссертационном исследовании использовалась широко представленная в научной и учебной литературе системная методология геометрической и волновой оптики. Основным методом является расчет оптической системы с последующей экспериментальной проверкой на тестовых объектах и применением в реальных гидромеханических экспериментах. Результаты исследований, представленных в диссертации, получены с применением цифровой

обработки сигнала. Программы создавались самостоятельно с использованием среды Microsoft Visual Studio C++. Результаты тестовых и физических экспериментов сравнивались с данными, полученными независимыми методами.

Положения, выносимые на защиту:

1. лазерная оптическая система на основе одномодового оптического волокна позволяет определить размер сферических газовых пузырьков диаметром (0,15–2) мм, движущихся близко к оси волокна с известной постоянной скоростью в оптически прозрачных средах с высокой концентрацией дисперсной фазы до момента контакта приемного торца световода с исследуемым объектом;
2. доплеровские технологии на основе методов когерентной оптики позволяют определить размер и компоненты скоростей границ (>50 мкм/с) пузырьков (капель) диаметром (~ 1 мм) в потоках с низкой концентрацией дисперсной фазы;
3. система, формирующая изображение области контакта элементов шаровой засыпки, состоящая из двух стеклянных шаров и корректирующей линзы, помещенной в плоскость промежуточного изображения, симметризирующей положение входного зрачка позволяет получить угловое поле зрения до 69 градусов и остаточные пространственные искажения не выше 1%.
4. оптическая технология, основанная на корректном освещении светопрозрачных границ раздела фаз диффузными протяженными источниками излучения, позволяет формировать изображение, определять пространственное положение и геометрические параметры границ раздела фаз с относительной погрешностью, не превышающей $1/d$, где d – размер объекта на изображении в пикселах;
5. Технология, использующая двумерные поля скорости, полученные корреляционным анализом пары изображений трассеров в потоке жидкости, зафиксированных через определенный интервал времени,

позволяет определять пространственное положение, геометрические, энергетические и статистические свойства крупномасштабных (> 1 мм) вихревых структур

Степень достоверности и апробация результатов работы.

Физико-технические и технологические решения, положенные в основу созданных измерительных оптических систем и их частей прошли многолетнюю экспериментальную и теоретическую проверку. Точность методов измерения и обработки экспериментальных данных подтверждена анализом погрешности измерений, повторяемостью результатов, выполняемых на разных объектах, в разное время, постановкой специальных тестовых экспериментов, сравнением с экспериментальными и теоретическими результатами других авторов.

Основные результаты работы регулярно обсуждались по месту выполнения и на семинарах Лаборатории физических основ энергетических технологий Института теплофизики СО РАН, докладывались на Всероссийской научно-практической конференции «Проблемы использования Канско-Ачинских углей» (Красноярск, 2000г), 39 международной студенческой конференции (Новосибирск, 2001г), VII, VIII Всероссийских конференциях молодых ученых «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидродинамики» (Новосибирск, 2002, 2004), V международном симпозиуме по PIV (Bussan, Korea, 2003), VII, VIII, IX, X, XI, XII международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков» (Москва, 2003, 2005, 2007, 2009, 2011, 2013), международной конференции «СибОптика–2016»

Внедрение результатов работы. Система компенсации пространственных искажений в системах, содержащих стеклянные шары, применяется в производстве одноразовых эндоскопов: получены 2 патента на изобретение, научно-методические результаты диссертации используются в учебном процессе на факультете радиотехники и электроники при реализации основных образовательных программ кафедры общей физики

НГТУ, на кафедре специальных устройств и технологий СГУГиТ, при проведении научных исследований в Институте химической биологии и фундаментальной медицины СО РАН.

Публикации. Всего опубликовано 58 печатных работ, в том числе 40 по теме диссертации, из которых 15 научных статей в журналах, входящих в перечень, рекомендованный ВАК для докторских диссертаций, 2 патента на изобретения, 20 работ в сборниках трудов международных конференций, 3 учебных пособия.

Все результаты, представленные в диссертации, получены автором самостоятельно или при его непосредственном участии в ходе многолетней работы в Новосибирском государственном техническом университете и Институте теплофизики СО РАН. Представление в диссертации результатов, полученных в совместных исследованиях, согласовано с коллегами, которым автор выражает благодарность за сотрудничество.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка литературы, включающего 160 наименований. Общий объем работы 220 страниц, включая 111 рисунков, 8 таблиц, 1 приложение.

ГЛАВА 1 МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Согласно определению, *фаза* (агрегатное состояние) в термодинамике – термодинамически равновесное состояние вещества, отличающееся по физическим свойствам от других возможных равновесных состояний (других фаз) того же вещества [1]. Потoki, включающие движение нескольких фаз широко используются в химических и биологических реакторах, двигателях внутреннего сгорания, фильтрах, конденсаторах. Оптимизация работы промышленных установок существенно зависит от качества гетерогенных смесей и их поведения при эксплуатации. Этим определяется актуальность построения моделей многофазных потоков применительно к решению практических эксплуатационных задач.

Описание движения однородной сплошной среды осуществляется с использованием переменных Эйлера и Лагранжа [2]. Свойства гетерогенной (содержащей несколько фаз) системы необходимо дополнить такими параметрами, как плотность, температура, вязкость, давление и т. д, а задача диагностики многофазных потоков сводится к измерению полей, характеризующих их значения. В нереагирующих изотермических потоках наибольший интерес представляют поля скоростей и пространственное распределение газовой, жидкой и твердой фаз. Согласно [3] по способу нахождения искомого значения измерения различают прямые, косвенные, совместные и совокупные измерения. Большинство измерений в экспериментальной гидромеханике проводится косвенно. Таким образом, особую роль в исследованиях занимают механические средства измерения, часто используемые для совместных измерений и позволяющие установить зависимость между регистрируемым сигналом и измеряемой величиной. Механические средства измерения искажают картину течения, таким образом, для проведения гидродинамических исследований предпочтительны бесконтактные методы, основанные на взаимодействии объекта с

акустическим или электромагнитным полем, когда влиянием внешнего воздействия на характер потока можно пренебречь. По области выборки информации различают также локальные (точечные) и полевые методы [4].

Данная глава посвящена обзору прямых и косвенных методов определения скорости и геометрических параметров фаз в гетерогенных потоках.

1.1 Методы определения геометрических параметров частиц дисперсной фазы

Частица – малое количество какого-либо вещества. По аналогии с материальной точкой, понятие «малый» определяется масштабами задачи. Размер частиц, используемых в промышленности, варьируется от нанометров до сантиметров (см. рисунок 1.1).



Рисунок 1.1 – Размеры частиц, используемых в промышленности [5].

На рисунке 1.2 представлены методы определения одних из основных, геометрических, параметров частиц дисперсной фазы. Выделены методы, использующие оптический диапазон излучения [5].

Просеивание. Прямой метод определения дисперсного состава и размера твердых частиц (5 мкм – 10 см). В процессе измерения используется набор сетчатых фильтров с большим числом одинаковых отверстий. Разделение происходит под действием инерциальных и гравитационных сил. Размер фракции, оставшейся в фильтре, превышает диаметр отверстия, и наоборот, размер прошедшей через фильтр фракции меньше диаметра отверстий. Каждому фильтру приписывается размер «сетки», связанный с числом параллельных структур на единицу длины. Отверстия могут быть получены при помощи перфорации (5 мкм – сантиметры) или образовываться параллельными нитями проволочного сетчатого фильтра (20 мкм – сантиметры). Наибольшее распространение получили квадратные отверстия, хотя встречаются и другие формы (круглые, ромбовидные, прямоугольные, шестиугольные, щелевые).

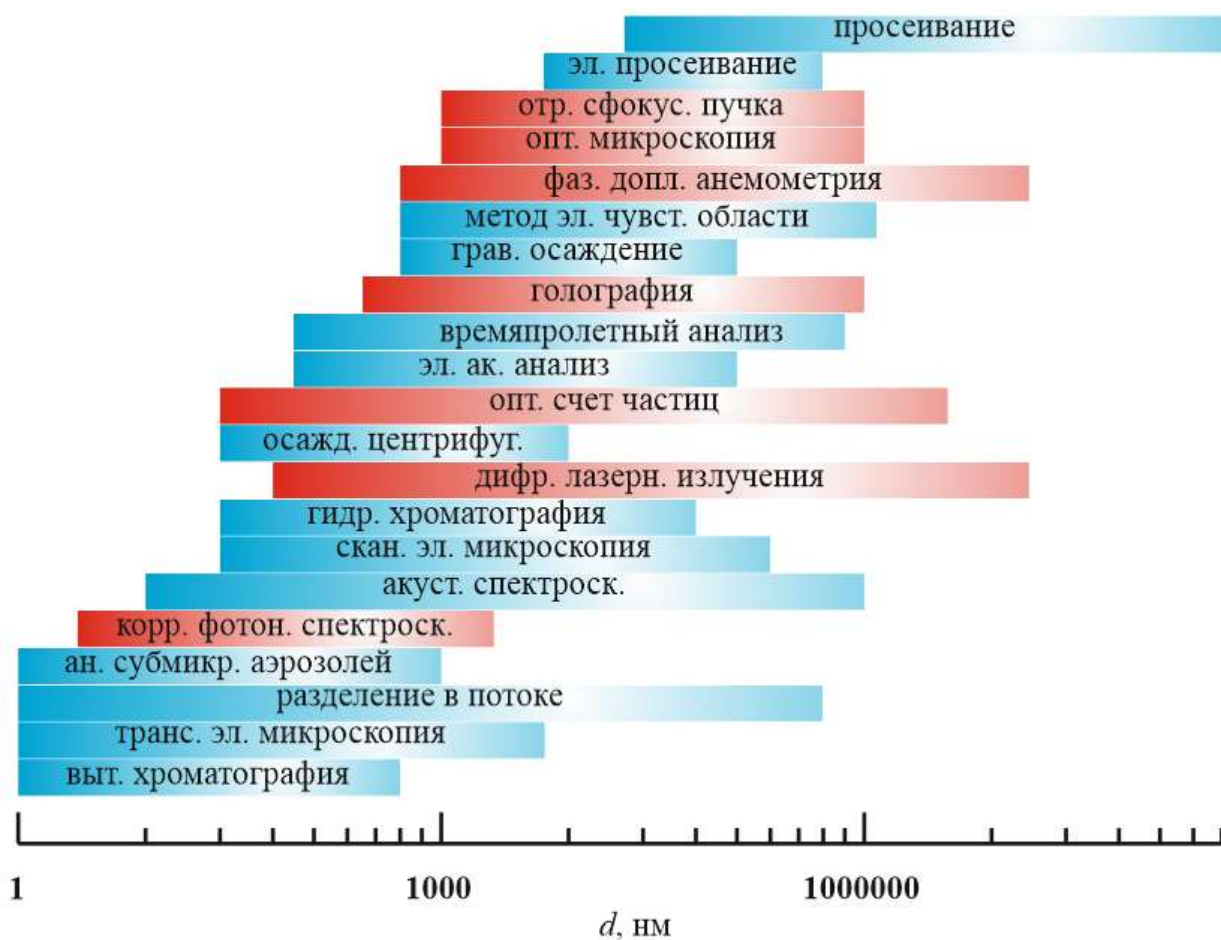


Рисунок 1.2 – Методы определения размера частиц [5].

Существуют как международные ISO 565:1990, ISO 3310:1990, так и локальные стандарты США ASTM Standard E11-95, Австралия (AS 1152), Британия (BS 410), Канада (CGS-8.2-M88), Франция (NFX 11-501), Германия (DIN 4188), Индия (IS 460), Ирландия (I. S. 24), Италия (UNI 2331), Япония (JIS Z 8801), Португалия (NP 1458) и Южная Африка (SABS 197). За счет простого устройства и алгоритма обработки данных метод просеивания широко распространен во многих отраслях промышленности. К недостаткам следует отнести контактность, зависимость дисперсного состава от времени просеивания, неопределенность при определении размера частиц вытянутой формы, которая, в некоторых случаях может достигать величины 60%. Факторы, ограничивающие точность процедуры, послужили причиной развития оптических методов, основанных на рассеянии, в особенности для частиц с диаметром менее миллиметра [5].

Осаждение (всплытие). Седиментация. Косвенный метод определения размера пузырьков, капель, твердых частиц (0,05 – 100 мкм). Размер осаждающихся (всплывающих) частиц при малых числах Рейнольдса рассчитывается по формуле Стокса [3,6]:

$$d_{\text{Ст}} = \sqrt{\frac{18\eta u}{|\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{ж}}| \cdot |a|}},$$

где $d_{\text{Ст}}$ – диаметр Стокса, равный эквивалентному диаметру сферической частицы, $\rho_{\text{ч}}$ – плотность частицы, $\rho_{\text{ж}}$ – плотность жидкости, a – ускорение ($a = g$ в поле силы тяжести; $a = \omega^2 r$ при центрифугировании, где ω – угловая скорость, r – положение частицы), η – динамическая вязкость жидкости, u – скорость осаждения (всплытия) частицы. Уравнение Стокса справедливо для одиночной сферической частицы, перемещающейся в жидкости с малой скоростью $Re < 1$. Если $Re < 0,25$, объемная концентрация частиц 0,2, а расстояние до стенки не менее 0,5 см, то ошибка определения диаметра Стокса не будет превышать 3%. Диапазон диагностируемых размеров частиц

зависит от разности плотностей $\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{ж}}$, вязкости жидкости и ускорения. Для гравитационного осаждения составляет 0,5 – 100 мкм, а при центрифугировании 0,05 – 5 мкм. Если частицы несферические и неоднородные по плотности, то погрешность метода возрастает. С учетом вышеприведенных недостатков, а также трудоемкости процедуры обработки экспериментальных данных, методы осаждения теряют популярность.

Счетчик Коултера (кондуктометрический счетчик, импедансный счетчик). Косвенный метод определения количества и размера частиц (0,3 – 1600 мкм). Токопроводящая жидкость с исследуемыми частицами движется через отверстие в диэлектрической перегородке. Вытесняя часть жидкости, при прохождении отверстия, частица меняет сопротивление системы пропорционально своему объему. Измерение числа и амплитуды импульсов напряжения дает информацию о количестве и объеме частиц [7]. Точность метода 1-2%, однако, следует проводить калибровку. Основной недостаток – необходимость использования токопроводящей жидкости. Счетчики Коултера широко используются в медицине, промышленности и научных исследованиях.

Микроскопия. Форма и размер частиц (0,001 – 200 мкм). Различают оптическую, флуоресцентную, рентгеновскую, электронную, сканирующую зондовую микроскопию. Оптический микроскоп состоит из объектива, окуляра и осветительной системы. Объектив строит увеличенное изображение объекта. Далее изображение переносится на светочувствительную матрицу фотокамеры или анализируется непосредственно исследователем с использованием окуляра. Максимальное разрешение традиционных микроскопов 0,2 мкм. Использование флуоресцентных лазерных технологий позволяет поднять разрешение до 10 нм. В рентгеновской микроскопии (отражательная, проекционная) используется электромагнитное излучение с длиной волны 0,01 – 1 нм.

Теоретическая разрешающая способность 2-20 нм. Широко распространена растровая (разрешающая способность 0,4 нм) и электронная просвечивающая (разрешающая способность 0,05 нм) микроскопия. Сканирующая зондовая микроскопия позволяет получить трехмерное изображение поверхности с разрешением на атомарном уровне. Достоинства метода: детальная информация о размере, форме, структуре поверхности каждой частицы с высоким пространственным разрешением. Однако, необходима калибровка при помощи эталонных сфер известного диаметра, оптических или материальных решеток. Метод обладает ограниченным полем зрения и, в общем случае, информация об объекте двумерная [5, 8].

Голография. Фотография. Размер частиц (0,3 – 1000 мкм). Голографическое изображение отличается от фотографического изображения тем, что дополнительно к информации об интенсивности, на голограмме фиксируется информация о фазе волны. Такая форма записи позволяет сохранить и впоследствии проанализировать трехмерную структуру объекта. Ограничения метода: необходимость использования когерентных импульсных источников света, а также особых фоточувствительных сред с высокой разрешающей способностью (около 6000 лин/мм) [5], либо матрицы с большим количеством элементов, высоким разрешением и электронным сопровождением при цифровой обработке электронных голограмм.

Хроматография. Определение дисперсного состава и размера частиц (0,001 – 500 мкм). Динамический сорбционный метод изучения физико-химических свойств веществ, разделения и анализа смесей веществ. Существует огромное количество реализаций. Необходима калибровка [9].

Диагностика субмикронных аэрозольных частиц (0,001 – 1 мкм). В газовой среде всегда присутствуют (если не принимать специальных мер по очистке) субмикронные частицы (твердые или жидкие). Базовые методы, рассмотренные в данной главе, не позволяют определить их размеры. Для определения геометрических параметров таких объектов применяется

следующий подход. Создаются специальные условия, при которых на частицах конденсируется пар. Это приводит к увеличению их размера (до величины ~ 10 мкм), и делает доступным применение стандартных методик [5].

Акустика. Размер частиц (0,01 – 1000 мкм). Для диагностирования дисперсной фазы используют информацию о взаимодействии акустических волн с потоком, либо регистрируют время прохождения звуковой волны [5]. Методы применимы в оптически непрозрачных потоках, с объемным содержанием дисперсной фазы до 60%. Измеряется зависимость поглощения от частоты (1 – 150 МГц). Для интерпретации данных необходимы модели.

Электроакустика. Размер частиц (0,1 – 100 мкм). Звуковые волны генерируются высокочастотным электрическим полем. Измеряя амплитуду и фазу звуковых волн в интервале частот (1 – 10 МГц), в предположении известной концентрации и плотности, определяют подвижность частиц, связанную с их размером [5].

Рассеяние света. Размер. Форма. Счет. Скорость ($1 - 10^9$ нм). Изменение пространственного распределения, поляризации, частоты светового потока при взаимодействии с веществом. Рассеянный свет содержит информацию о свойствах объекта. Виды рассеяния: рассеяние Рэлея (упругое рассеяние, размер частицы много меньше длины волны), рассеяние Ми (упругое рассеяние, размер частицы больше или равен длине волны), рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (неупругое рассеяние на колебаниях решетки), комбинационное (рамановское) рассеяние (неупругое рассеяние на колебаниях молекулы), рассеяние Тиндаля (упругое рассеяние на неоднородностях среды), динамическое рассеяние (квазиупругое рассеяние на локальных неоднородностях концентрации) таблица 1.1 [5].

Таблица 1.1 – Использование рассеянного излучения.

Упругое рассеяние:

название	сигнал	применение	внешнее поле
статическое рассеяние (включая дифракцию)	интенсивность углового рассеяния	размер, исследование макромолекул	поток –
оптический счет	излучение, рассеянное одиночной частицей	размер, счет	поток
рассеяние сфокусированного излучения	обратное рассеяние от частиц, попадающих во вращающийся пучок	размер	поток
время жизни частицы во вращающемся пучке	время жизни частицы во вращающемся пучке	размер	поток
время перемещения частицы между двух сфокусированных пучков	рассеяние на частицах, движущихся ускоренно	размер	поток
оптический пространственно-частотный анализ	рассеяние некогерентного излучения	размер	поток
турбидиметрия	интенсивность рассеянного излучения	размер	–
Прямое рассеяние излучения	изменение интенсивности рассеянного излучения	форма	электрическое поле
вынужденное релеевское рассеяние	изменение интерференционной картины в виде колец за счет диффузии	размер	импульсное излучение
Резонансное рассеяние света	резонанс за счет изменение коэффициента поглощения	агрегирование	–
фазово-импульсная модуляция	интенсивность преломления и отражения	размер, скорость потока	поток

Квазиупругое рассеяние:

название	сигнал	Применение	внешнее поле
фотонная корреляционная спектроскопия (включая спектроскопию диффузного излучения)	флуктуации интенсивности рассеянного света	диффузия частиц, размер	–
электрофоретическое рассеяние света (включая спектральный анализ)	флуктуации интенсивности рассеянного света	диффузия частиц, размер	электрическое поле
фазовый доплеровский анализ	смещение частоты рассеянного излучения и сдвиг фазы	размер, счет, скорость	течение
фазовый анализ	изменение фазы рассеянного излучения	подвижность, размер	электрическое поле
миграция фотонов	оптическая диффузия интенсивности модулированного излучения	размер	–
квазиупругое рассеяние света под действием синусоидального электрического поля	флуктуации интенсивности рассеянного излучения в синусоидальном электрическом поле	динамические свойства	электрическое поле
модулированное динамическое рассеяние излучения	флуктуации интенсивности на одиночной частице	масса частицы, диффузия, скорость и форма	поток

Неупругое рассеяние:

название	сигнал	Применение	внешнее поле
корреляционная рамановская спектроскопия	флуктуации интенсивности рамановского рассеяния	динамика	–

Изокинетические зонды. Каскадные импакторы. Размер. Форма. Дисперсный состав. Массовый поток (0,001 – 1 мм) Методы отбора пробы из потока для последующего изучения при помощи микроскопической или какой-либо другой техники. Разделение частиц по фракциям происходит в градиентном неоднородном поле непрерывной фазы [4, 10].

1.2 Методы измерения скорости дисперсной и непрерывной фаз, размеров частиц дисперсной фазы в многофазных потоках

Измерение скорости частиц в многофазных смесях осуществляется контактными (зонды, импакторы) и бесконтактными (катушки, оптические пучки и т.д.) методами. По принципам действия различают доплеровские (электромагнитные и акустические волны), корреляционные (емкостные, электродинамические, акустические, радиометрические датчики) и электродинамические (изменение диэлектрической и магнитной проницаемости, электрическое и магнитное поле, индуктивность, емкость) анемометры [4].

Электрическое и магнитное зондирование. Косвенные контактные и бесконтактные методы. Скорость. Массовый расход. Размер. Пространственное распределение дисперсной фракции. Методы электрического и магнитного зондирования основаны на взаимодействии магнитного или электрического поля с веществом (проводимость, магнитная и диэлектрическая проницаемость зависят от концентрации частиц дисперсной фазы). Измерение тока и магнитного поля, создаваемого движением заряженных частиц, дает информацию о скорости и концентрации. Скорость определяется также времяпролетными (корреляционными) методами. Пространственное распределение дисперсной фазы восстанавливается электрической томографией [4].

Оптоволоконное зондирование. Косвенные и прямые контактные методы. Скорость. Массовый расход. Локальная концентрация. Размер дисперсной фазы. Группа методов диагностики высококонцентрированных двухфазных потоков. Измерительные устройства обладают высокой чувствительностью, быстрым откликом, широким динамическим диапазоном, не подвержены влиянию электрических и магнитных полей. Зонды могут быть прямыми (сигнал находится в функциональной зависимости от изучаемого свойства потока, например, зависимость интенсивности рассеянного излучения от концентрации дисперсной фазы) и триггерными (фиксируется изменение состояния потока, например, переход между газовой и жидкой фазой). Применяются для измерения концентрации (размера) дисперсной фазы с использованием прямого и обратного рассеяния. Связь между концентрацией (размером) и интенсивностью рассеянного света устанавливается путем калибровки с последующим применением методов математической обработки. Функция взаимной корреляции дает возможность использовать сигнал от нескольких приемных волокон, находящихся на известном расстоянии друг от друга, для определения скорости частиц дисперсной фазы [4].

Акустика. Косвенный метод. Концентрация. Скорость. Массовый расход. Потоки газ/частицы, жидкость/частицы. Используются акустические волны высокой частоты. Методы: анализ зависимости спектра поглощения звуковой волны от дисперсного состава и концентрации дисперсной фазы; анализ зависимости скорости распространения звуковой волны от дисперсного состава и скорости потока; анализ зависимости доплеровского сдвига частоты между падающей и рассеянной на неоднородности потока (плотность смеси, турбулентные вихри) волной от скорости неоднородности; определение времени прохождения неоднородности между двумя приемниками звуковой волны, расположенными на известном расстоянии, при помощи функции взаимной корреляции. Для интерпретации результатов

необходимы модели распространения звуковой волны в дисперсной среде [4].

Электродинамические методы. Электрическое и магнитное зондирование. Термоанемометрия. Электромагнитные волны (1м – 1нм). Скорость. Концентрация. Массовый расход. Потoki газ/частицы, жидкость/частицы. Концентрация дисперсной фазы и массовый расход связаны с емкостью, индуктивностью, проводимостью, сопротивлением многофазной среды или степенью рассеяния (поглощения) электромагнитной волны. Скорость определяется доплеровскими $> 0,001$ м/с, корреляционными, спектральными, термоанемометрическими (зависимость теплоотдачи нагретой током проволоочки от скорости потока $> 0,1$ м/с), трассерными (радиоактивные, оптические трассеры) методами. Электродинамические сенсоры могут входить в состав других устройств (например, кориолисовых расходомеров [4]).

Радиоактивные трассеры. Скорость, пространственное распределение дисперсной фазы. Потoki газ/частицы. Создаются частицы, идентичные элементами засыпки, с добавлением радиоактивной метки. При помощи ряда сцинтилляционных детекторов определяется положение одной частицы (или группы частиц). Рассчитывается скорость и пространственное распределение дисперсной фазы [4].

Лазерная доплеровская анемометрия. Фазовая доплеровская анемометрия. Скорость дисперсной и непрерывной фаз. Локальная концентрация дисперсной фазы. Размер частиц дисперсной фазы. Массовый расход. Основные типы доплеровских анемометров: дифференциальные, инверсно-дифференциальные, с опорным пучком. Сдвиг частоты между падающим и рассеянным движущейся частицей излучением пропорционален скорости [11–16]. Использование нескольких фотоприемников позволяет, по разности фаз, определять размеры сферических частиц (фазовая доплеровская анемометрия) [4]. Измерение геометрических параметров

частиц дисперсной фазы реализуется также амплитудными, времяпролетными, частотными, фазовыми, дифракционными методами [4]. Принципы лазерной доплеровской и фазовой анемометрии, адаптация методов к двухфазным потокам, системы измерения скорости, концентрации, массового расхода, размеров частиц дисперсной фазы, перспективы развития могут быть найдены в [4, 11 – 20].

Анализ изображения. Измерение поля скоростей, температуры, концентрации, плотности. Интерферометрия, голография, флуоресценция, фотохимические процессы, магнитно-резонансная томография. Фотографическая анемометрия. Оптическая система формирует одно или много экспозиционное изображение трассеров (частиц диаметром ~ 10 мкм) на светочувствительной матрице. По известному времени экспозиции (интервалам между экспозициями) определяется смещение и скорость трассеров, строится поле скоростей. Перед измерениями необходимо проводить калибровку системы переноса изображения. Для получения информации о третьей компоненте скорости и координаты используют несколько камер. Обзор работ по методам измерения скорости (трековая, сканирующая, голографическая, фотохимическая, флуоресцентная (рассеивающая) анемометрия), а также обзор работ по методам определения плотности, концентрации, температуры, давления, размеров частиц дисперсной фазы можно найти в [4].

Представленный обзор носит неполный характер, ввиду постоянного и динамического развития методов диагностики многофазных течений. Как показал анализ литературных источников наиболее перспективными, для определения параметров частиц размером 10 – 1000 мкм, являются оптические методы, а именно волоконное зондирование, лазерная доплеровская анемометрия, анализ изображения. Диссертационное исследование посвящено разработке, и оптимизации данных методов.

В [21] приведен обзор оптических волоконных зондов, применяемых для измерения концентрации твердых частиц, показаны функции отклика (зависимость фототока от расстояния до плоского зеркала). Видны недостатки многоволоконных датчиков, сигнал которых имеет максимум, расположенный на некотором расстоянии от торца, что приводит к возникновению неоднозначности (одно и то же значение фототока возникает при двух различных расположениях зонда). Одноволоконная система лишена указанного недостатка, поэтому ее использование более корректно, несмотря на меньшее количество света и более слабый сигнал. Применение оптических волоконных зондов для измерения локального газосодержания в пузырьковых потоках представлено в [22]. Концентрация дисперсной фазы определяется отношением времени нахождения датчика в газовой фазе к времени измерения. Несмотря на активное использование волоконных систем, на настоящий момент отсутствует детальная информация о процессе взаимодействия оптического излучения со сферическими границами раздела фаз, что приводит к необходимости проведения совместных измерений (калибровки) и серьезно ограничивает применимость зондов в пузырьковых потоках. Одна из задач диссертационного исследования направлена на устранение указанного недостатка, путем рассмотрения взаимодействия гауссова пучка с границей раздела фаз в параксиальном приближении.

Основы применения лазерных доплеровских анемометров в диагностике двухфазных потоков представлены в работах [4, 11, 22]. Наибольшей популярностью пользовалась более удобная дифференциальная схема. Далее спектр интересов исследователей переместился в область фазовых доплеровских анемометров. Традиционные схемы ЛДА стали использоваться реже и работы по их адаптации к двухфазным потокам практически прекратились. Тем не менее, как показали исследования автора, корректная обработка сигнала позволяет одновременно измерять скорость и

размер частиц дисперсной фазы в рамках существующих схем без использования дополнительной формирующей и принимающей оптики.

Фотосъемка, цифровая обработка изображений [4, 5, 23] – наиболее предпочтительны для определения параметров потока. С развитием фотографической и вычислительной техники данные методы стали основными при изучении двухфазных течений с малой концентрацией дисперсной фазы [4, 5]. Особое положение определяется тем, что в данном случае оптические технологии используются наиболее полным и оптимальным образом, поскольку одна из первостепенных задач классической оптики – перенос изображения предмета в плоскость регистрирующей аппаратуры без искажений [24]. Та же цель преследуется при изучении гидромеханики потока. Качественный перенос изображения частиц дисперсной фазы, трассеров, областей потока с красителями и т.д. позволяет вести одновременную полевую фиксацию всех основных параметров течения с высокой точностью. Одна из важных задач, повышающих ценность оптической системы – разработка алгоритмов обработки данных, позволяющих получать дополнительную информацию о структуре потока (турбулентность, пространственное распределение дисперсной фазы и т.д.) [4].

На основе приведенного обзора сформулирована основная цель диссертации – разработка и исследование нового поколения высокоточных оптических систем диагностирования двухфазных потоков, совершенствование существующих диагностических средств исследования потоков в сложных геометрических условиях.

Для достижения этой цели решались следующие задачи:

- Анализ современного состояния, перспектив развития методов и средств оптических систем локальной и полевой диагностики двухфазных потоков.

- Разработка базовых принципов построения нового класса высокоточных измерительных систем локальной и полевой диагностики с высоким разрешением, позволяющих определять скорость и размер элементов дисперсной фазы.
- Исследовать взаимодействие гауссова пучка с границами раздела фаз в методах локальной и полевой диагностики.
- Разработать технические средства переноса изображения без пространственных искажений выделенного сечения потока в зону его регистрации.
- Разработать и исследовать методы обработки данных, расширяющих функциональные возможности PIV систем и систем с дифференциальной схемой ЛДА.
- Создание технических средств реализующих разработанные алгоритмы диагностики и апробация их эффективности при исследовании практически значимых задач гидромеханики.

Результаты диссертационного исследования представлены в пяти главах. Первая глава посвящена обзору современных методов диагностики многофазных потоков. Во второй главе рассмотрены оптоволоконные зонды. В третьей – приводятся результаты адаптации лазерных доплеровских анемометров к изучению газожидкостных потоков. В четвертой разрабатываются полевые методы диагностирования двухфазных потоков. Пятая глава – посвящена применению разработанных полевых методов в практически важных задачах гидромеханики.

ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 1

- Проведен аналитический обзор современных методов диагностики многофазных потоков. Сформулированы основные задачи диссертационного исследования.

ГЛАВА 2 РАЗРАБОТКА МЕТОДА ЛОКАЛЬНОГО ДИАГНОСТИРОВАНИЯ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ПОТОКОВ

Использование оптического волокна как составляющей части оптической системы диагностики рассмотрено в [4]. Волоконные методы обладают высокой чувствительностью, малым временем отклика, широким динамическим диапазоном, малыми размерами (практически не возмущают поток), устойчивостью к термическим, механическим, химическим и электромагнитным воздействиям. Интенсивно разрабатываются методы локальной диагностики с использованием волоконных систем. Принципы действия систем локальной диагностики с использованием оптических волокон основаны на отражении, преломлении, интерференции, поляризации, дифракции света. Волокна изготавливают из стекла, пластика, жидкости. Изменение показателя преломления бывает как ступенчатым, так и градиентным. Отличают одномодовые и многомодовые волокна (рисунок 2.1).

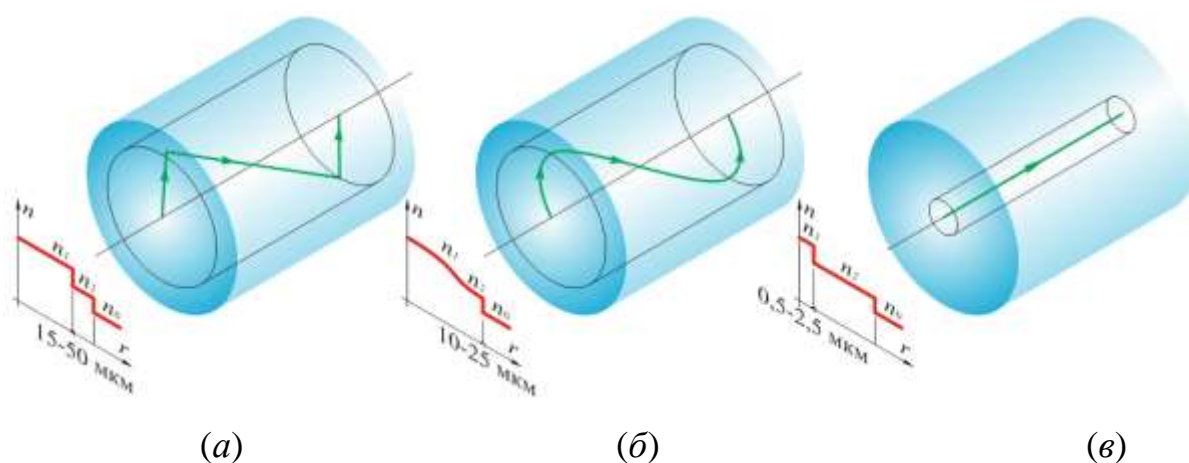


Рисунок 2.1 – Показатели преломления и диаметры сердцевины трех различных типов оптических волокон:

- (а) – многомодовые волокна со ступенчатым изменением показателя преломления;
- (б) – многомодовые волокна со ступенчатым показателем преломления;
- (в) – одномодовые волокна со ступенчатым изменением показателя преломления [4].

Оптическое волокно, изображенное на рисунке 2.1 (а), состоит из двух сред с показателями преломления $n_1 > n_2$ расположенных коаксиально, что приводит к возникновению на границе раздела двух диэлектриков условия полного внутреннего отражения световой волны. Такой тип волокон используется наиболее часто, ввиду большего диаметра и числовой апертуры. Для уменьшения влияния дисперсии применяют градиентное изменение показателя преломления (рисунок 2.1 (б)). Если длина волны света в 7 – 10 раз меньше диаметра центральной части, говорят об одномодовом оптическом волокне, сигнал в таких волокнах практически не искажается, и их используют для передачи информации на большие расстояния (рисунок 2.1 (в)).

По принципу действия оптические зонды делятся на два типа [21]:

- пропускная способность волокна напрямую зависит от интересующей величины;
- волокна формируют измерительный объем и принимают рассеянное объектом оптическое излучение.

В гидромеханическом эксперименте для измерения концентрации и скорости частиц дисперсной фазы используют зонды второго типа на прямом и обратном рассеянии (см. рисунок 2.2).

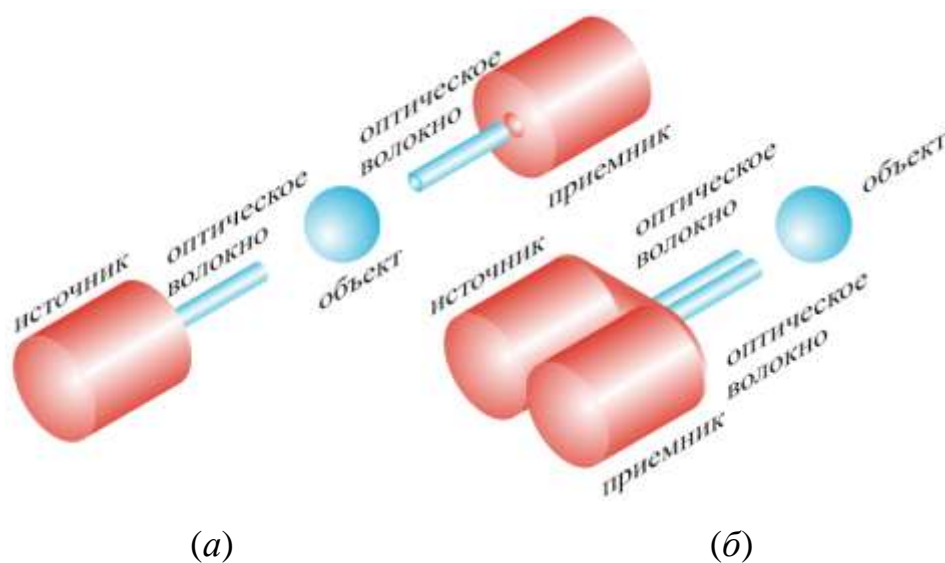


Рисунок 2.1 – Оптические зонды на прямом – (а) и обратном – (б) рассеянии [25].

Зонды на прямом рассеянии. Формирующее и приемное волокна расположены соосно. Измерительный объем определяется расстоянием между торцами волокон и числовой апертурой приемного волокна. Сигнал не зависит от оптических свойств частиц. Применялись в [26] для изучения пузырей в псевдооживленном слое. Отмечено ограничение по расстоянию между формирующим и приемным волокнами, сложность юстировки устройства. В работе [27] конструкция устройства улучшена. Волокна жестко закреплены и согнуты под углом 90 градусов, так чтобы угол между отражающей поверхностью и осью каждого из волокон составлял величину 90° . В [28] зонд на прямом рассеянии использовался для определения средней объемной концентрации в суспензии газ/твердые частицы, а в [29] измерялась концентрация клеток в биологическом реакторе.

Зонды на обратном рассеянии. В работах [21, 30] приведены схемы зондов на обратном рассеянии (рисунок 2.3) отражательного типа.

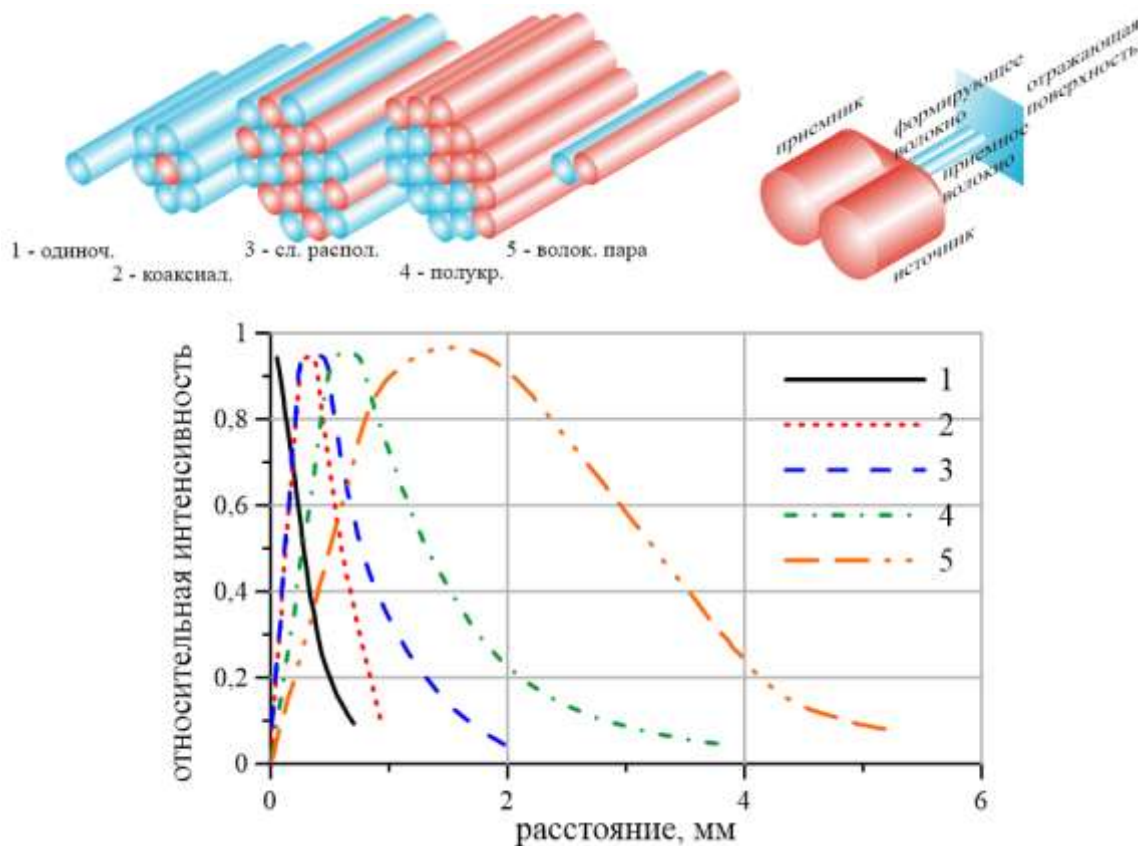


Рисунок 2.3 – Конфигурации оптических волоконных зондов отражательного типа [21].

При уменьшении расстояния между датчиком и плоской зеркальной поверхностью существует максимум сигнала (за исключением схемы 1). Следовательно, в общем случае, двум различным положениям датчика соответствует одно значение интенсивности. Для устранения неоднозначности минимальное расстояние от объекта до зонда ограничивается. Интенсивность сигнала зависит от отражающей способности объекта, ввиду этого перед проведением измерений концентрации необходимо калибровать датчик. Выходной сигнал на фотоприемнике, зависит от отношения размеров частицы d_p и зонда d_f [25]. Если $d_f < d_p$ сигнал формируется одиночной частицей. При условии $d_f > d_p$ – ансамблем частиц. В работе [25] использовался зонд, состоящий из двух параллельных формирующего и приемного волокон. Датчик легко повреждался абразивными частицами. Поворотом волокон друг к другу ограничивают измерительный объем [31], что улучшает характеристики измерительной схемы. Дальнейшее развитие оптический зонд с параллельными волокнами получил в [32], где формирующее и приемное волокна совмещены. Для определения скорости частиц при помощи функции взаимной корреляции применяют несколько волокон. В [33] предложены две схемы многоволоконных зондов. В первой схеме формирующее волокно окружено 6-ю приемными. Во второй – половина случайно расположенных волокон излучает, а половина – принимает рассеянное излучение. Интенсивность рассеянного назад излучения – функция концентрации и среднего размера частиц [34]. На основе модели регулярной упаковки идентичных не перекрывающихся сферических частиц диаметром d_p и объемным содержанием ε , описана связь между выходным сигналом, объемным содержанием и диаметром [29].

Применение волоконных зондов в пузырьковых потоках осложняется отсутствием надежных методов калибровки. Поэтому в основном получили распространение датчики измерения локальной концентрации дисперсной фазы триггерного типа [22]. Принцип их действия основан на том факте, что

интенсивность отраженного от торца световода излучения зависит от показателя преломления внешней среды согласно формулам Френеля. Концентрация определяется как отношение времени нахождения датчика в дисперсной среде к общему времени измерения. Метод применим к относительно крупным пузырькам, когда процесс контакта зонда с границей раздела фаз не оказывает существенного влияния на конечный результат [22]. Таким образом, существует ограничение на размер дисперсной фазы, существенно затрудняющее использование волоконных зондов в потоках с малым размером дисперсной фракции. Возникает необходимость детального изучения процесса формирования оптического сигнала. В данной главе методами матричной оптики исследуется процесс взаимодействия гауссова пучка со сферической границей раздела фаз. Моделируется сигнал, возникающий в реальном потоке. Предлагается метод оценки размера пузырьков. Проводятся сравнения с экспериментом.

Постановка задачи. Рассмотрим влияние газового пузырька радиуса R на распространение лазерного пучка, выходящего из световолоконного датчика. Газовый пузырь в жидкой среде представляет собой оптический элемент, состоящий из двух отражающих и преломляющих поверхностей, характеризующихся оптическими силами. Согласно [35] для них могут быть записаны матрицы преломления и отражения. Промежутки между выходным торцом световолоконного датчика и первой отражающей поверхностью, а также между отражающими поверхностями газового пузыря могут быть описаны матрицами перемещения. В результате в параксиальном приближении определяем матрицы рассматриваемых оптических систем для случая отражения световой волны от первой сферической поверхности газового пузыря, обращенной к световолоконному датчику и второй отражающей поверхностью. На рисунке 2.4 приведена схема оптической системы, действующей при отражении выходящего и волокна лазерного пучка от стенок пузыря и возвращении в плоскость выходного торца волокна.

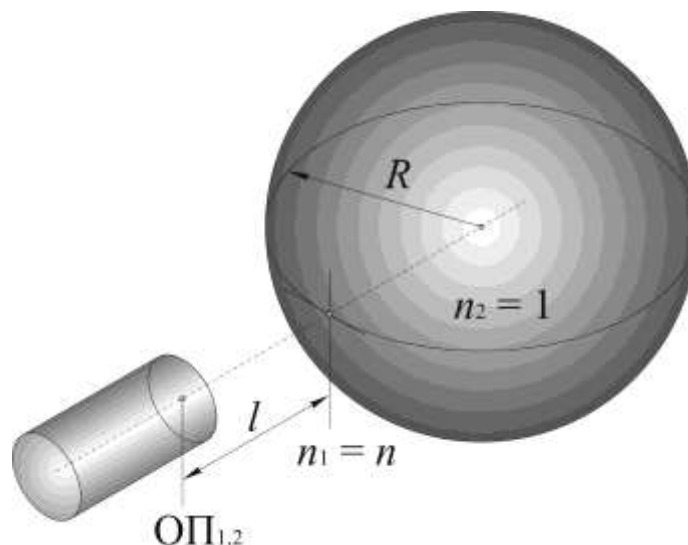


Рисунок 2.4 – Схема взаимодействия оптического зонда и газового пузырька.

На рисунке 2.4 опорные плоскости ОП₁ и ОП₂ совпадают с плоскостью выходного торца волокна. Рассчитаем сначала матрицу оптической системы при отражении от передней стенки газового пузыря радиуса R . Показатель преломления газа внутри пузыря принят равным единице ($n_2 = 1$). Показатель преломления жидкости $n_1 = n$. Расстояние от торца световода до вершины сферической поверхности, пересекающей оптическую ось, равно l . Тогда, согласно рисунку 2.4, матрица отражающей оптической системы, с опорными плоскостями, совпадающими с торцом световода, равна [35]

$$\mathbf{M}_1 = \mathbf{T}_1 \mathbf{R}_1 \mathbf{T}_1,$$

где \mathbf{T}_1 – лучевая матрица перемещения от ОП₂ до передней отражающей поверхности газового пузыря

$$\mathbf{T}_1 = \begin{bmatrix} 1 & l/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

а \mathbf{R}_1 – лучевая матрица отражения от передней поверхности пузыря

$$\mathbf{R}_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 2n/R & 1 \end{bmatrix}.$$

Следовательно,

$$\mathbf{M}_1 = \begin{bmatrix} 1 & l/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 2n/R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \frac{2l}{R} & \frac{2l}{n} \left(1 + \frac{l}{R}\right) \\ \frac{2n}{R} & \frac{2l}{R} + 1 \end{bmatrix}.$$

Лучевая матрица \mathbf{M}_2 , отражения от задней стенки пузыря с опорными плоскостями, совпадающими с выходным торцом световода, запишется в виде

$$\mathbf{M}_2 = T_1 R_2 T_2 R_3 T_2 R_2 T_1,$$

здесь \mathbf{R}_2 – матрица преломления светового луча на передней поверхности газового пузыря

$$\mathbf{R}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ (n-1)/R & 1 \end{bmatrix},$$

\mathbf{T}_2 – матрица перемещения светового пучка внутри газового пузыря

$$\mathbf{T}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 2R \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

а \mathbf{R}_3 – матрица отражения светового луча от задней поверхности газового пузыря,

$$\mathbf{R}_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix}.$$

Таким образом, для матрицы \mathbf{M}_2 будем иметь

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_2 &= \begin{bmatrix} 1 & l/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ (n-1)/R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 2R \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix} \times \\ &\times \begin{bmatrix} 1 & 2R \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ (n-1)/R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} \frac{2l}{R} - \frac{4nl}{R} - 4n + 1 & \frac{2l^2}{nR} - \frac{4l^2}{R} + \frac{2l}{n} - 8l - 4R \\ -\frac{2n(2n-1)}{R} & \frac{2l}{R} - \frac{4nl}{R} - 4n + 1 \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

При нахождении волокна внутри пузырька (рисунок 2.5) лучевая матрица \mathbf{M}_3 примет вид

$$\mathbf{M}_3 = \begin{bmatrix} 1 & l_{\text{вн}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_{\text{вн}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{2l_{\text{вн}}}{R} & 2l_{\text{вн}} \left(1 - \frac{l_{\text{вн}}}{R} \right) \\ -\frac{2}{R} & 1 - \frac{2l_{\text{вн}}}{R} \end{bmatrix}.$$

Зная матричные элементы матриц \mathbf{M}_1 , \mathbf{M}_2 и \mathbf{M}_3 рассчитаем параметры гауссовых пучков в плоскости выходного торца световода.

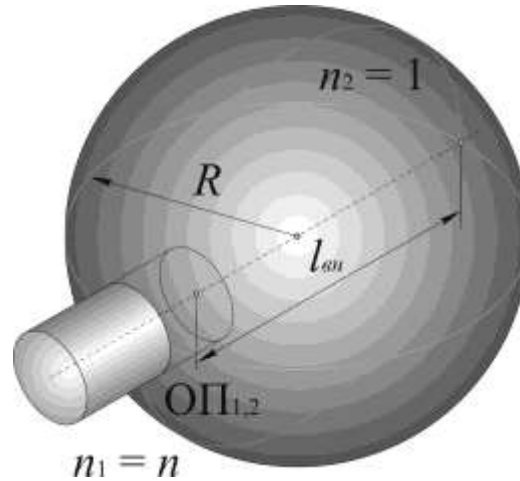


Рисунок 2.5 – Взаимодействие оптического зонда с пузырьком газа (зонд внутри пузырька).

Обозначим радиус гауссова пучка на выходе одномодового световода через w_0 . Радиус волнового фронта на выходном торце световода примем равным бесконечности ($R_0 = \infty$). Радиус гауссова пучка в произвольной плоскости обозначим через w_j , где j – порядковый номер оптической схемы и индекс соответствующей ей матрицы преобразования \mathbf{M}_j . Радиус кривизны волнового фронта гауссова пучка в произвольной плоскости оптической схемы обозначим через R_j , где j – порядковый номер оптической схемы и индекс соответствующей ей матрицы преобразования \mathbf{M}_j .

Тогда для обратной величины комплексного параметра q , j -го гауссова пучка q_j , запишем

$$\frac{1}{q_j} = \frac{1}{R_j} + \frac{i\lambda}{\pi w_j^2}, \quad (2.1)$$

где λ – длина световой волны.

Если матрица сложной оптической схемы представляется в виде

$$\mathbf{M}_j = \begin{bmatrix} A_j & B_j \\ C_j & D_j \end{bmatrix},$$

то q -параметр гауссова пучка преобразуется по правилу ABCD [35].

$$q_j = \frac{A_j q + B_j}{C_j q + D_j},$$

Обратная величина q -параметра, выходящего из волокна пучка, определяется выражением

$$\frac{1}{q} = \frac{i\lambda}{\pi w_0^2}.$$

Тогда обратная величина q -параметра гауссова пучка, преобразованного j -ой оптической системой, на выходном торце световода описывается выражением

$$\frac{1}{q_j} = \frac{C_j + \frac{D_j}{q}}{A_j + \frac{B_j}{q}} = \frac{A_j C_j + \frac{1}{q} - \frac{D_j B_j}{q^2}}{A_j^2 + \frac{B_j^2}{q^2}}. \quad (2.2)$$

Здесь A_j , B_j , C_j , D_j – элементы матрицы \mathbf{M}_j . Поперечный радиус гауссова пучка w_j определяется мнимой частью $1/q_j$ из (2.1). Отсюда, согласно (2.2),

$$\text{Im} \left(\frac{1}{q_j} \right) = \frac{\lambda}{\pi w_j^2} = \text{Im} \left\{ \frac{A_j C_j - \frac{B_j D_j}{q^2} + \frac{1}{q}}{A_j^2 + \frac{B_j^2}{q^2}} \right\} = \frac{\lambda}{\pi w_0^2} \frac{1}{A_j^2 + \frac{B_j^2}{q^2}}.$$

Таким образом, радиус пучка, отраженного от передней границы раздела

$$w_1^2 = w_0^2 \left(A_1^2 + \frac{B_1^2 \lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right) = w_0^2 \left[\left(1 + \frac{2l}{R} \right)^2 + \frac{4l^2}{n^2} \left(1 + \frac{l}{R} \right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right].$$

от задней границы раздела

$$w_2^2 = w_0^2 \left[\left(1 + \frac{2l}{R} - \frac{4nl}{R} - 4n \right)^2 + \left(\frac{2l^2}{nR} - \frac{4l^2}{R} + \frac{2l}{n} - 8l - 4R \right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right].$$

Для волокна, находящегося в пузырьке

$$w_3^2 = w_0^2 \left[\left(1 - \frac{2l_{\text{вн}}}{R} \right)^2 + 4l_{\text{вн}}^2 \left(1 - \frac{l_{\text{вн}}}{R} \right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right].$$

Приближенно величина фототока на выходе фотоприемника пропорциональна отношению площадей гауссовых пучков на входе и выходе световода

$$I \sim \frac{w_0^2}{w_j^2}.$$

Проанализируем фототок для различных значений l , $l_{\text{вн}}$, R . Примем для определенности $n_{\text{в}} = 1,33$ (показатель преломления воды), $n_{\text{с}} = 1,46$ (показатель преломления стекла, из которого изготовлена сердцевина световода), $w_0 = 3,5$ мкм (радиус выходного гауссова пучка на торце световода) и $\lambda = 632,8$ нм (длина волны излучения). При построении графиков используется следующая система координат. Точка «0» на оси абсцисс соответствует передней стенке пузырька. Отрицательные значения координаты: $x = -l$. Положительные значения: $x = 2R - l_{\text{вн}}$ при $x < 2R$; $x = x$ при $x \geq 2R$. Поскольку показатели преломления сред различны, важную роль в формировании сигнала играют коэффициенты прохождения и отражения на границах раздела сред, определяемые формулами Френеля [1]. Для нормального падения электромагнитной волны:

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2,$$

$$D = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}.$$

Отражение света на границе раздела тем больше, чем больше абсолютная величина разности $n_2 - n_1$ и коэффициенты R и D не зависят от того, с какой стороны границы раздела приходит падающая световая волна. Рассчитаем коэффициенты отражения и преломления для условий, представленных на рисунках: 2.4, 2.5. Используем следующие обозначения границ раздела сред:

$c-g$ – стекло/газ, $g-l$ – газ/жидкость и $c-l$ – стекло/жидкость. Полученные результаты представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Коэффициенты отражения и прохождения для различных границ раздела.

Переход	Обозначение	R	D
Стекло/газ	$c-g$	0,035	0,965
Газ/жидкость	$g-l$	0,02	0,98
Стекло/жидкость	$c-l$	$2,17 \cdot 10^{-3}$	0,9978

Рассчитаем долю излучения, возвращающуюся в волокно после взаимодействия с пузырьком газа. Рассмотрим схему, представленную на рисунке 2.4 (зонд находится вне пузырька):

1. Постоянная составляющая – доля излучения отраженного от границы раздела стекло/жидкость:

$$k_1 = R_{c-l} = 2,17 \cdot 10^{-3};$$

2. Доля излучения отраженного от передней стенки пузырька:

$$k_{11} = D_{c-l} \cdot R_{g-l} \cdot D_{c-l} = 0,02;$$

3. Доля излучения отраженного от задней стенки пузырька:

$$k_{12} = D_{c-l} \cdot D_{g-l} \cdot R_{g-l} \cdot D_{g-l} \cdot D_{c-l} = 0,019;$$

Доля излучения, возвращающаяся в волокно, для схемы, представленной на рисунке 2.5 (зонд находится в пузырьке):

1. Постоянная составляющая – доля излучения отраженного от границы раздела стекло/газ

$$k_2 = R_{c-g} = 0,035;$$

2. Доля излучения отраженного от задней стенки пузырька:

$$k_{22} = D_{c-g} \cdot R_{g-l} \cdot D_{c-g} = 0,0187.$$

С учетом вышесказанного, интенсивности фототока на выходе фотоприемника, обусловленные отражением от передней и задней границ раздела примут вид:

$$I_1 \sim k_{11} \cdot \frac{w_0^2}{w_1^2}, \quad I_2 \sim k_{12} \cdot \frac{w_0^2}{w_2^2},$$

соответственно. Постоянная составляющая k_1 приводит к повышению общего уровня фототока и не принимается в расчет.

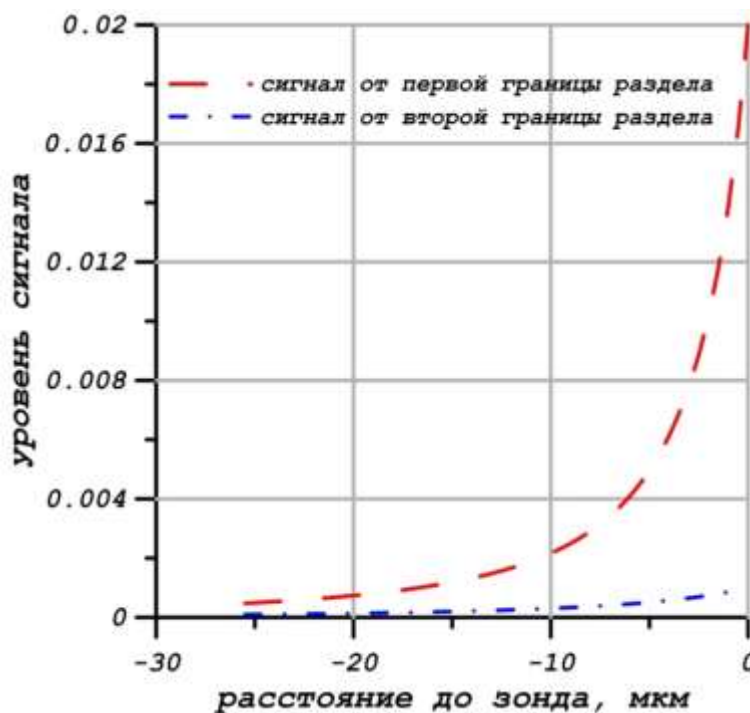


Рисунок 2.6 – Зависимость уровней сигналов от расстояния между зондом и пузырьком.

Сигнал от зонда, находящегося в пузырьке:

$$I_3 \sim k_2 + k_{22} \frac{w_0^2}{w_3^2}. \quad (2.3)$$

Рассмотрим первый этап взаимодействия светового волокна с газовым пузырьком (приближение). На рисунке 2.6 проводится сравнение сигналов от передней и задней стенок. Для малых размеров пузырьков ($R \sim 10$ мкм) сигналы сравнимы. При увеличении радиуса сигнал от задней стенки становится пренебрежимо малым. С уменьшением l амплитуды сигналов растут. На рисунке 2.7 приведены зависимости уровней сигналов от расстояния до зонда и радиуса пузырьков. Видно, что расстояние, на котором зонд обнаруживает пузырек (чувствительность), меняется с радиусом. Зависимость чувствительности от радиуса пузырька для уровня 0,01 показана

на рисунке 2.8. В диапазоне 10 – 1000 мкм наблюдается резкий рост. При радиусе свыше 10 мм чувствительность зонда постоянна.

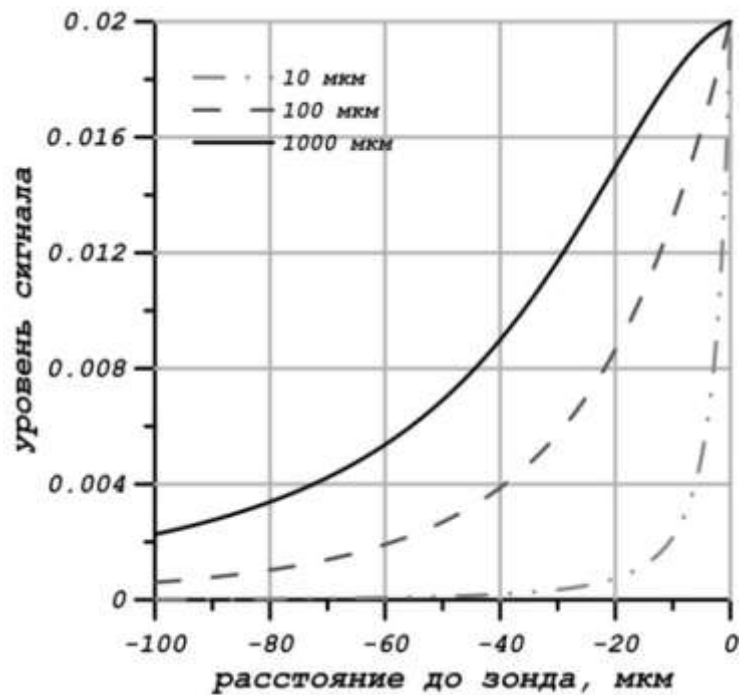


Рисунок 2.7 – Зависимость уровней сигналов от расстояния до зонда.

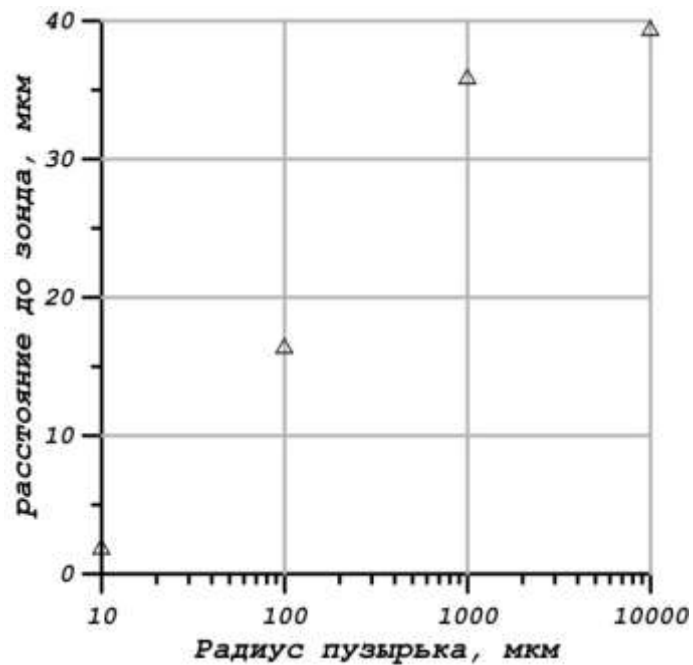


Рисунок 2.8 – Зависимость чувствительности от размера пузырька.

Второй этап – движение зонда в пузырьке газа. Ввиду большой разности показателей преломления газа и стекла коэффициент k_2 велик, что приводит к увеличению уровня сигнала. Графики зависимости уровня сигнала (2.3) от радиуса пузырька и расстояния до его задней границы (рисунок 2.5) приведены на рисунке 2.9. При фокусировке гауссова пучка формируются максимумы.

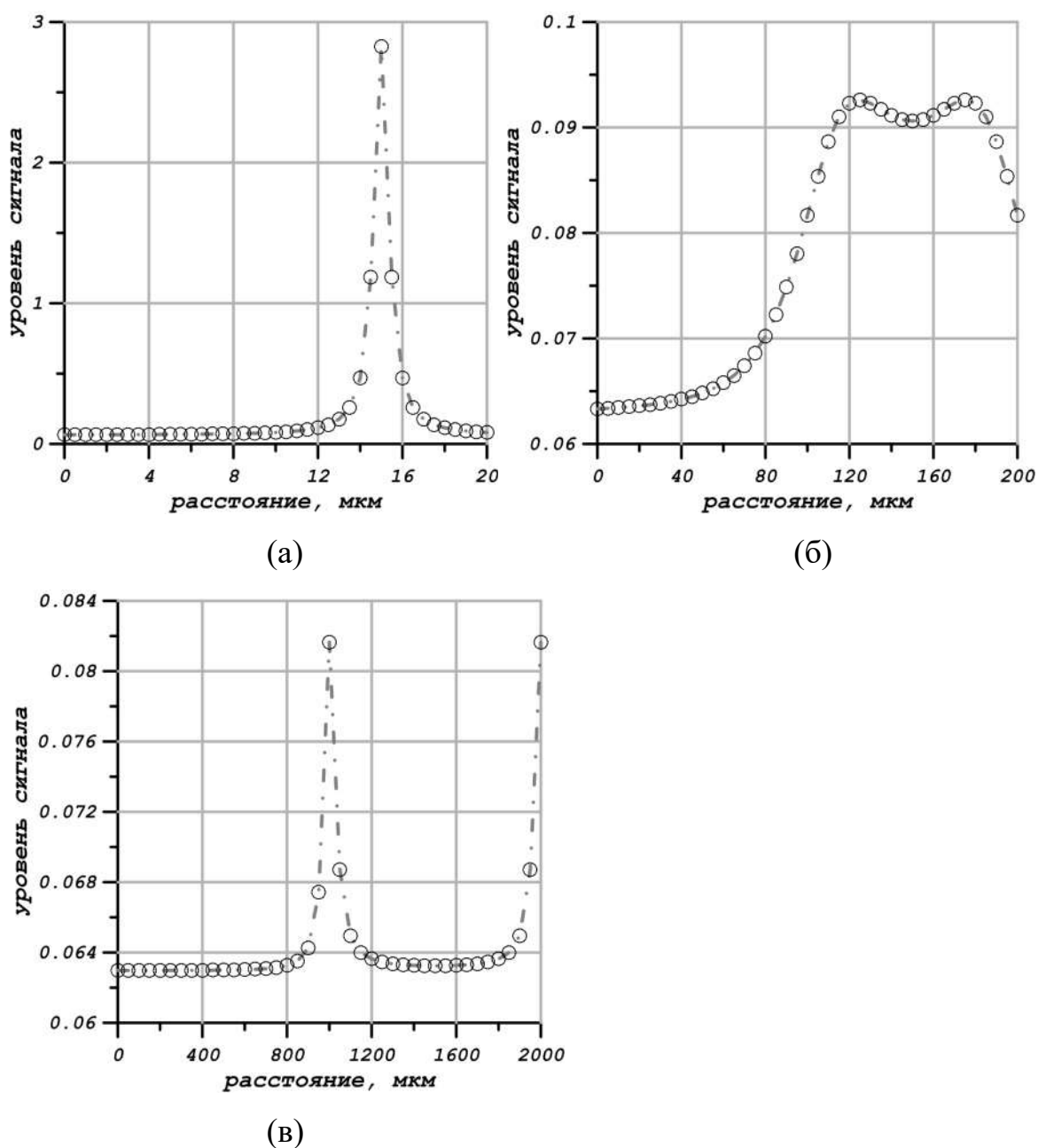


Рисунок 2.9 – Уровень сигнала в зависимости от положения зонда в пузырьке:
 (а) – $R = 10$ мкм; (б) – $R = 100$ мкм; (в) – $R = 1000$ мкм;

На рисунке 2.10 представлена схема оптоволоконного зонда, использованного в [36] для изучения газонасыщенного пограничного слоя со снижением сопротивления. Излучение He-Ne лазера ЛГ-79-1 (632,8 нм, 15 мВт) проходит через призму Волластона, при помощи юстировочного узла согласуется со штатным устройством ввода в одномодовое оптическое волокно с радиусом сердцевины 3,5 мкм и внешним диаметром 125 мкм. Для обеспечения жесткости в потоке волокно помещается в арматуру с внешним диаметром 0,8 мм. После отражения от границ раздела, часть излучения возвращается обратно в волокно, отклоняется призмой, попадает на фотоприемник ФЭУ–146. Полученный сигнал преобразуется в дискретную форму с использованием АЦП (SB Creative Audigy 2).

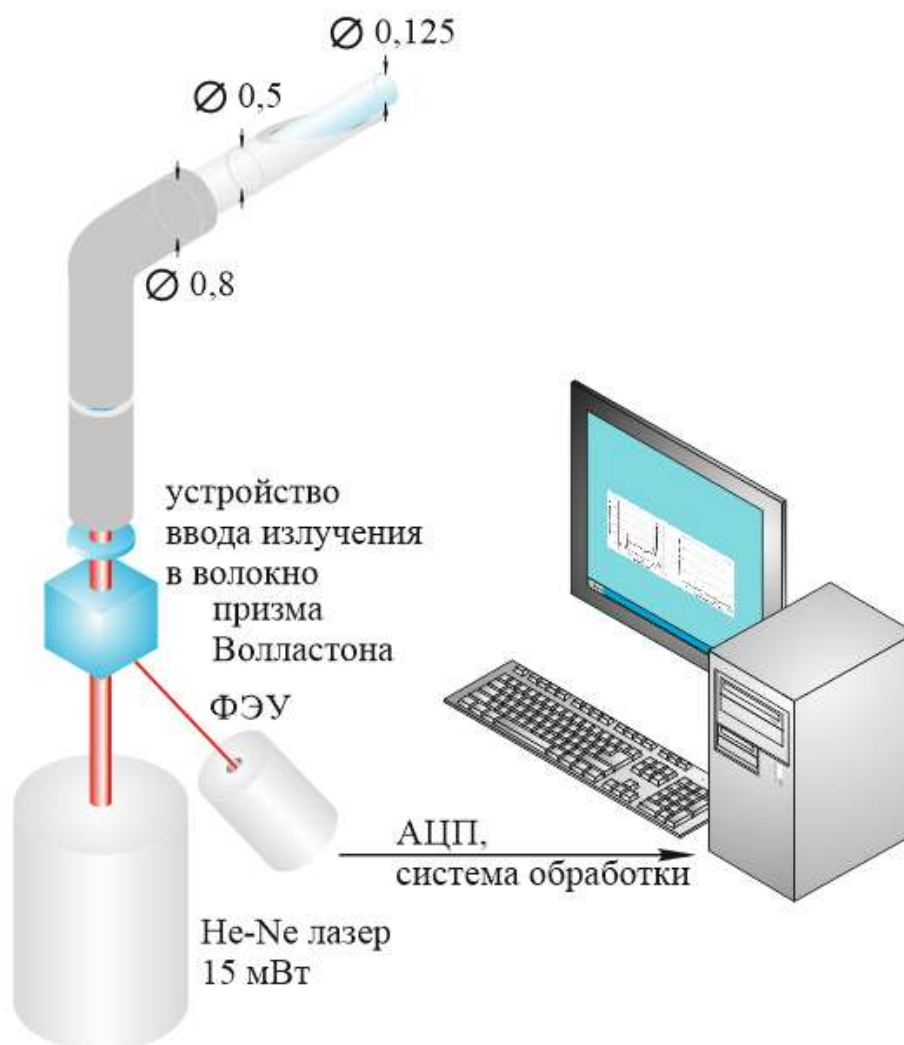


Рисунок 2.10 – Схема оптоволоконного зонда.

Пример сигнала от пузырька в потоке представлен на рисунке 2.11. Проведем оценку его диаметра по времени нахождения зонда в газовой фазе $\Delta t \approx 0,5$ мс. Скорость потока жидкости $V \approx 3,2$ м/с. Таким образом, размер пузырька $d = V \cdot \Delta t = 1,65$ мм. Оценка диаметра согласно рисунку 2.8 $d \approx 1,67$ мм.

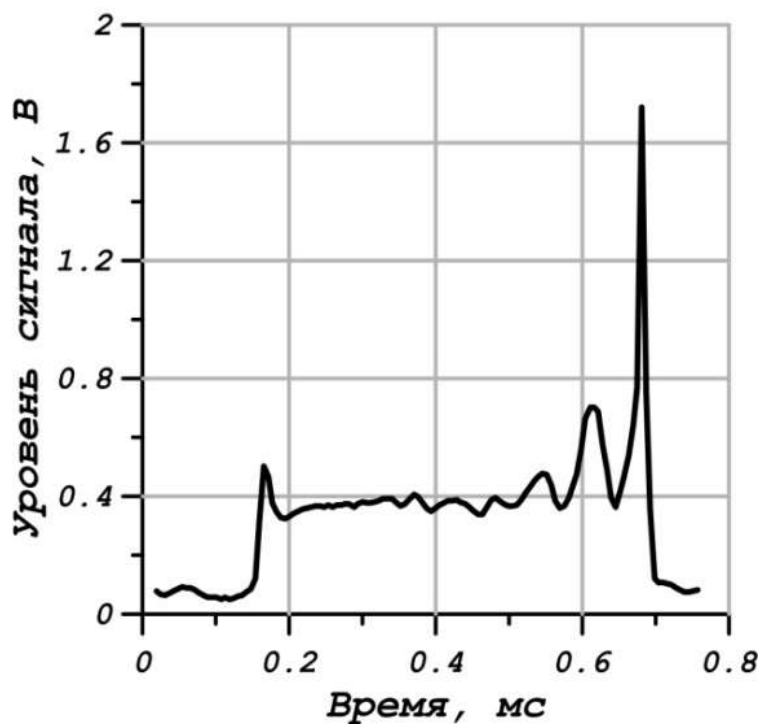


Рисунок 2.11 – Сигнал от пузырька в газожидкостном потоке.

Эффективный ввод в световолокно отраженного от пузыря света осуществляется при смещении пузыря относительно оси волокна на величину $\Delta \leq RN/2n_1 - w_0$. N – числовая апертура. Величина Δ определяет радиус круглого сечения объема, из которого берется информация о размере пузырей и их объемной концентрации. Ширина кривой зависимости фототока от l позволяет оценить систематическую погрешность измерения диаметра пузырька в том случае, когда используется эффект прокалывания пузырька волокном для определения его диаметра путем анализа временного интервала между всплесками величины фототока, соответствующими совмещению в пространстве торца волокна и стенки пузырька. Если при обработке результатов измерения диаметра прокалывающихся пузырей

вычесть ширину переднего фронта из косвенно измеренного по длительности процесса прокалывания диаметра, то ошибка измерения уменьшается.

Рассмотрим измерение радиуса пузыря по динамике фототока. В данном случае исключается искажение результатов измерений, связанных с деформацией пузыря при непосредственном контакте с торцом волокна (накалывании), динамикой смачивания торца световода и влиянием слоя жидкости в случае, когда световод оказывается внутри пузыря. Отметим, также то, что центры пузырей могут двигаться не по оси световолокна. Тогда накалывание происходит по хорде пузыря. В этом случае результаты измерения размера пузырей оцениваются только статистически, по большому числу измерений, путем введения поправочного коэффициента на среднюю длину хорды. При этом диагностика размеров в нестационарных процессах становится проблематичной. Динамика фототока при движении пузыря к торцу волокна определяет не только радиус пузыря, но и его смещение относительно оси зондирующего гауссова пучка. При малом расстоянии до торца волокна смещение оси пузыря не приводит к существенному смещению оси отраженного от пузыря гауссова пучка, поскольку это смещение пропорционально расстоянию l до торца волокна, $\Delta w = 2\Delta \cdot l / R$. Для любого не малого l , значение Δ определяется величиной фототока. Мощность светового потока, введенного в волокно после отражения от пузыря с учетом смещения оси гауссова пучка, связана с законом изменения тока на выходе фотоприемника для любого Δ и l . Величины R и Δ рассчитываются с использованием нескольких экспериментально измеренных значений l . Если Δ – постоянная величина (при движении пузыря вдоль оси зондирующего гауссова пучка), то для вычисления Δ и R будет достаточно двух измерений. Если значение l мало, при условии эффективного ввода светового пучка в волокно, $\Delta w = 0$, и радиус пузыря определится тангенсом угла наклона функции $I_1(l)$, пропорциональным величине $4/R$. Если R получено из dw_1/dl , то Δ однозначно связано с $I_1(l)$.

Данный факт открывает перспективу определения параметров траектории пузыря.

Если амплитуды сигнала максимальны, прокалывание происходит строго по диаметру. Это связано с тем, что для малой числовой апертуры световолокна ($N = n \cdot \sin \alpha \approx 0,1$), длина хорды практически не отличается от диаметра (отношение хорды к диаметру пропорционально $\cos \alpha$), где $\alpha = \arcsin(N / n)$. Тогда из отношения R/l , согласно формуле для w_1 , рисунок 2.7 и рисунок 2.8, определяются значения как R , так и l . При этом скорость пузыря рассчитывается как отношение диаметра пузыря ко времени нахождения в газовой фазе или как отношение l ко времени прохождения переднего фронта для соответствующего порогового уровня, что важно для нестационарных потоков.

ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 2

- Проведен анализ взаимодействия оптического волоконного датчика с отражающей поверхностью газового пузырька. Показано, что основной вклад в интенсивность сигнала вносит излучение, отраженное от передней стенки. Динамика изменения величины фототока при приближении пузыря к торцу волокна однозначно определяется радиусом пузыря.
- Предложен алгоритм определения размера пузырька по радиусу кривизны ближайшей к датчику стенки. Измерение происходит до момента контакта частицы дисперсной фазы с зондом. Проведено сравнение с данными, полученными времяпролетным методом.
- Разработана оптическая система на основе одномодового волокна, позволяющая определить размер сферических газовых пузырьков диаметром (0,15–2) мм, движущихся близко к оси волокна с известной постоянной скоростью в оптически прозрачных средах с высокой концентрацией дисперсной фазы до момента контакта приемного торца волокна с исследуемым объектом.

ГЛАВА 3 РАЗРАБОТКА СИСТЕМ ЛАЗЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Эффект Доплера – изменение частоты колебаний или длины волны, воспринимаемой наблюдателем при движении источника колебаний и наблюдателя друг относительно друга [37]. Наблюдается для волн любой природы (акустические, гравитационные на поверхности жидкости, электромагнитные и т. д.), используется для определения скорости движущихся объектов. С появлением источников когерентного излучения в оптическом диапазоне появился класс приборов, называемых лазерные доплеровские измерители скорости (ЛДИС) или лазерные доплеровские анемометры (ЛДА). Благодаря своим качествам (точность, бесконтактность, широкий динамический диапазон) данные системы стали регулярно использоваться в гидромеханическом эксперименте. Принципы работы и основные схемы ЛДА представлены в [11–16]. На рисунке 3.1 приведены методы определения размеров частиц дисперсной фазы [4]. Для их реализации модифицируют дифференциальную схему ЛДА или используют специальные алгоритмы обработки сигнала. Кратко рассмотрим основные методы определения геометрических параметров частиц.



Рисунок 3.1 – Оптические методы определения размера частиц, основанные на упругом рассеянии [4].

Времяпролетный метод основан на корреляционном анализе сигнала фотоприемника, регистрирующего рассеянное излучение от частицы, последовательно проходящей области перетяжки двух лазерных пучков [38]. В *частотном методе* применяют двухлучевой лазерный интерферометр с цилиндрическими волнами [39, 40]. Рассеянное частицей излучение содержит две частотных компоненты, одна из которых пропорциональна скорости, а вторая – линейно зависит от показателя преломления и размера частицы. Недостаток данного метода в сложности определения геометрических параметров измерительного объема. *Фазовая доплеровская анемометрия (ФДА)* – один из самых распространенных методов экспериментальной двухфазной гидромеханики, одновременно регистрирующий размер и скорость сферических частиц (капель и пузырьков). Принцип действия основан на зависимости сдвига фаз сигналов двух и более фотоприемников расположенных в различных точках пространства от размера частицы дисперсной фазы [41–43].

Основные подходы применения ЛДА к изучению двухфазных потоков сформулированы в [44–47]. На рисунке 3.2 показано формирование сигнала крупной отражающей или преломляющей частицей [46].

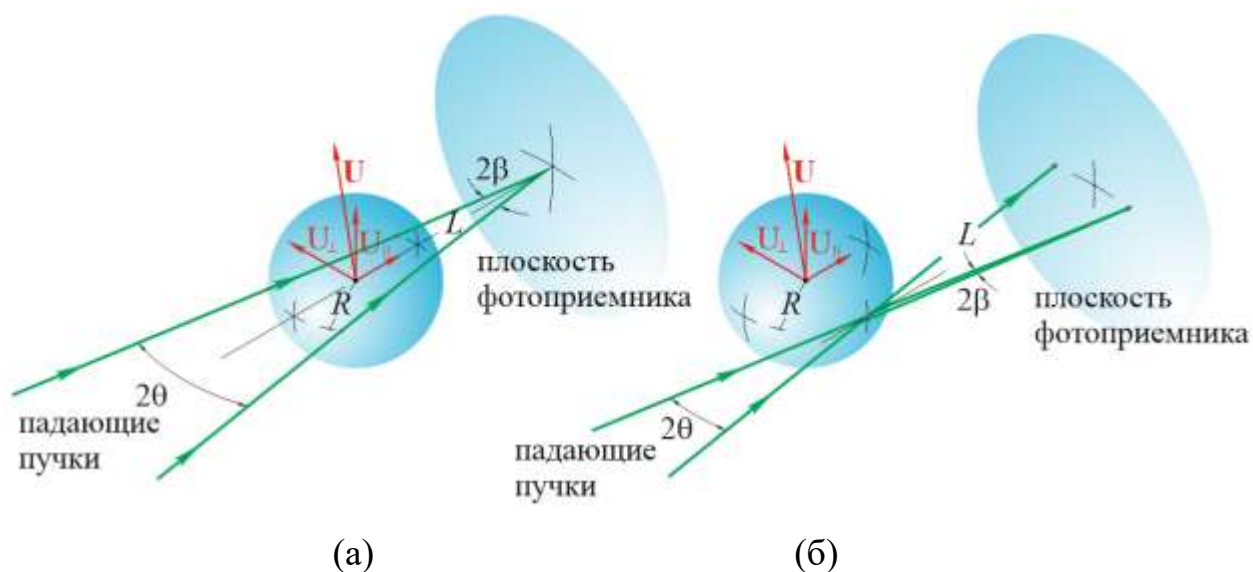


Рисунок 3.2 – Интерференция двух лазерных пучков для крупной преломляющей (а) и отражающей (б) частицы [46].

Световые волны, образованные двумя падающими пучками лазера, отражаются или преломляются на границе раздела сред, интерферируют, и формируют полосы в плоскости фотоприемника. Доплеровская частота f_D недеформируемой, отражающей/преломляющей частицы (рисунок 3.2 а), одинакова для любого положения фотоприемного устройства [46]

$$f_D = \frac{2(U_{\perp} \cos \beta \pm U_{\parallel} \sin \beta) \sin \theta}{\lambda}, \quad (3.1)$$

где U_{\parallel}, U_{\perp} – продольная и поперечная компоненты скорости частицы, 2θ – угол между падающими пучками, 2β – угол между преломленными/отраженными пучками, λ – длина волны лазерного излучения. Если угол пересечения пучков мал $\theta \ll 1$, $\beta \leq \theta$, а фотоприемник расположен на большом расстоянии L от измерительного объема $R/L \ll 1$ (R – радиус частицы), соотношения между доплеровской разностной частотой для крупных отражающих или преломляющих частиц идентичны основному уравнению лазерной доплеровской анемометрии для рассеивающих частиц

$$f_D = \frac{2U_{\perp} \sin \theta}{\lambda}. \quad (3.2)$$

Доплеровская частота не вращающейся сферической частицы (рисунок 3.2 (б)), имеет вид:

$$f_D = \frac{2U_{\perp} (\sin \theta - \sin \beta)}{\lambda} \quad (3.3)$$

и, в случае $R/L \ll 1$, переходит в (3.2).

Определение размеров частиц дисперсной фазы в традиционных схемах ЛДА осуществляется двумя способами:

- измерение интенсивности рассеянного частицей излучения (низкочастотная составляющая или огибающая доплеровского сигнала);
- анализ видности доплеровского сигнала.

Огибающая доплеровского сигнала выделяется низкочастотными фильтрами. Интенсивность рассеянного частицей излучения связана с ее размерами (рисунок 3.3). В таблице 3.1 представлены основные режимы рассеяния.

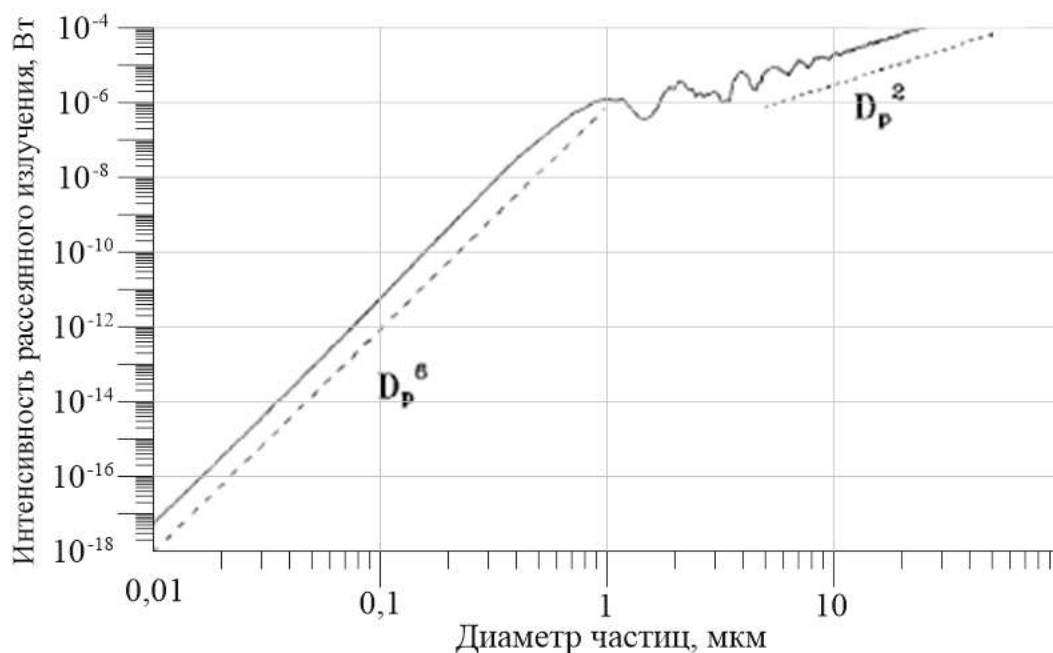


Рисунок 3.3 – Зависимость интенсивности излучения, рассеянного на частицы, рассчитанная на основе теории Ми (интенсивность падающего пучка $I_0 = 1,0 \cdot 10^7$ Вт / м², длина волны: $\lambda = 632,8$ нм, угол рассеяния: $\varphi = 15^\circ$, апертурный угол приемной оптики: $\Delta\delta = 10^\circ$, показатель преломления частиц $n = 1,5$) [4].

Режим рассеяния Ми характеризуется большими осцилляциями рассеянного излучения, зависящими от угла наблюдения, апертуры принимающей оптики, показателя преломления и формы частицы. Таким образом, его использование для определения размеров частиц дисперсной фазы нежелательно.

Таблица 3.1 – Режимы рассеяния.

Режим рассеяния	D_p/λ	интенсивность
Релея	$< 0,1$	$\sim D_p^4 - D_p^6$
Ми	~ 1	осцилляции
Фраунгофера	> 4	$\sim D_p^2$

Падающее на крупные частицы $D_p \gg \lambda$ излучение дифрагирует, отражается и преломляется (см. рисунок 3.4). Преломленное излучение содержит различные моды, в зависимости от количества внутренних отражений: P_1, P_2, \dots . Учет дифракции важен в схемах на прямом рассеянии. Угловое расстояние между дифракционными минимумами первого порядка определяется согласно [4]

$$\sin \varphi_d = \frac{5}{4} \frac{\lambda}{D_p}. \quad (3.4)$$

Ширина центрального максимума не зависит от показателя преломления частицы, что является важным качеством в том случае, когда оптические свойства дисперсной фазы неизвестны. Наибольшую интенсивность имеет преломленное излучение моды P_1 . Следовательно, ЛДА работающие в режиме рассеяния вперед, обладают определенными преимуществами.

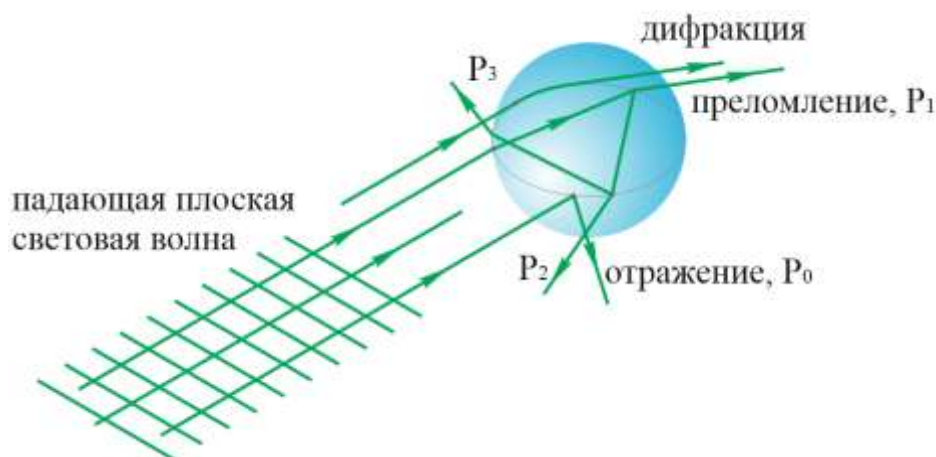


Рисунок 3.4 – Различные режимы рассеяния световой волны сферической частицей в приближении геометрической оптики [4].

Распределение интенсивности лазерного излучения в пучке подчиняется закону Гаусса. Если частица проходит по краю измерительного объема, она будет восприниматься как более мелкая. Это приводит к появлению зависимости размера частицы от эффективного поперечного сечения измерительного объема (см. рисунок 3.5). Вероятность обнаружить крупную частицу выше. Таким образом, корректное определение размера методом измерения интенсивности рассеянного света требует:

- диафрагмирования фотоприемника [48] или применения двухцветных оптических систем с различными измерительными объемами [49].
- создания пучков с равномерным распределением интенсивности [50].
- использования дополнительных моделей, описывающих рассеяние лазерного излучения частицами дисперсной фазы [48].

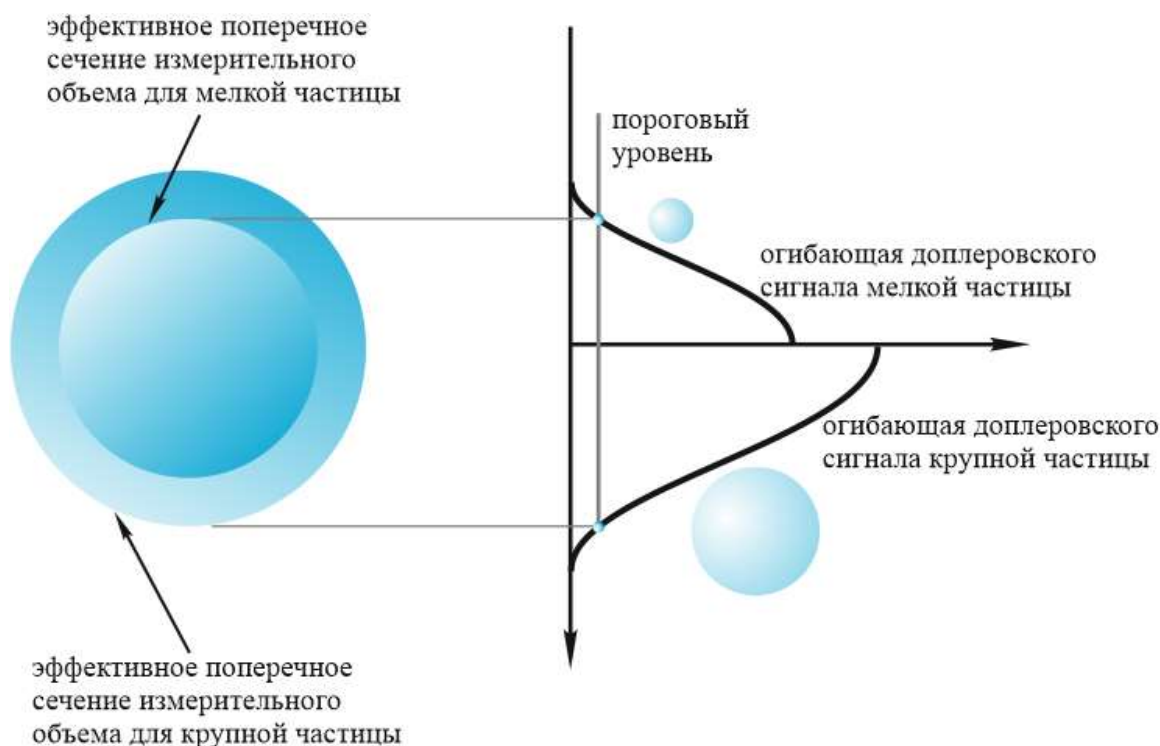


Рисунок 3.5 – Влияние гауссовой формы пучка на амплитуду сигнала ЛДА и эффективное поперечное сечение измерительного объема [4].

Представленная выше модель рассеяния излучения частицами дисперсной фазы [46] (см. рисунок 3.2) использовалась в [51] для разработки метода одновременного измерения скорости и размера частиц дисперсной фазы. Характерный сигнал от сферического (или почти сферического) пузырька, пересекающего лазерный пучок в измерительном объеме – имеет три максимума как показано на рисунке 3.6. Пузырек проходит через измерительный объем. Падающий на него лазерный пучок отражается и преломляется. Первый пик сигнала обусловлен интерференцией излучения двух пучков, рассеянных движущейся частицей, что приводит к

формированию бегущих полос в плоскости перпендикулярной апертуре фотоприемника. Гауссова форма огибающей определяется гауссовым профилем интенсивности лазерного пучка в измерительном объеме. Центральный пик обычно больше боковых по величине, поскольку содержит рассеянное вперед излучение падающих пучков. Второй боковой пик по своей природе подобен первому боковому и соответствует преломленному и отраженному пузырьком излучению. Фильтрацией полученный сигнал разделяется на доплеровскую и аддитивную составляющие, и далее анализируется, как показано на рисунке 3.7 (а, б).

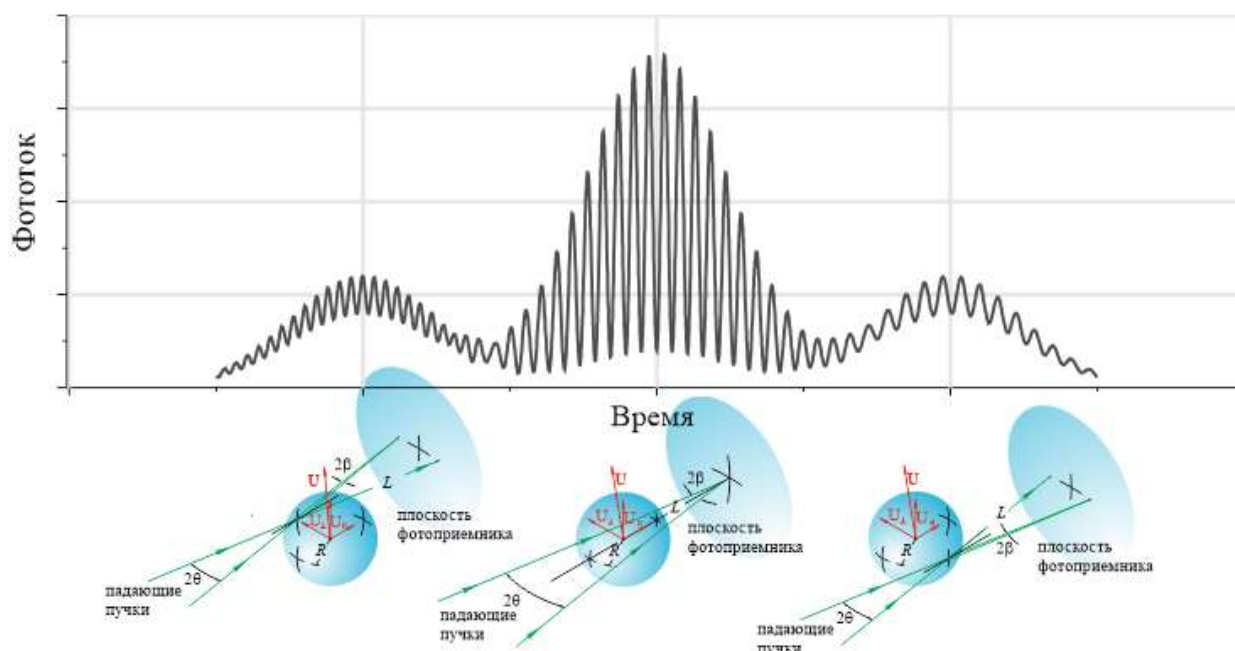


Рисунок 3.6 – Доплеровский импульс с тремя пиками (дифференциальная схема, прямое рассеяние) для прозрачной сферической частицы.

Связь между доплеровской частотой и скоростью пузырька определяется согласно (3.3), в приближении $R/L \ll 1$ переходит в (3.2) и справедлива для центрального пика (рисунок 3.7 а). Интервал времени между двумя боковыми пиками используют для расчета диаметра пузырька. Корректность работы метода проверялась сравнением результатов, полученных с помощью ЛДА и оценками средне расходных значений. Отмечено, что для пузырьков диаметром 0,25 мм погрешность определения

размера составляет 2,5%, а для пузырьков с размерами 1 мм – 10%. Фотографический метод дает подобные результаты. Погрешность в определении скорости составляла величину менее 1 %.

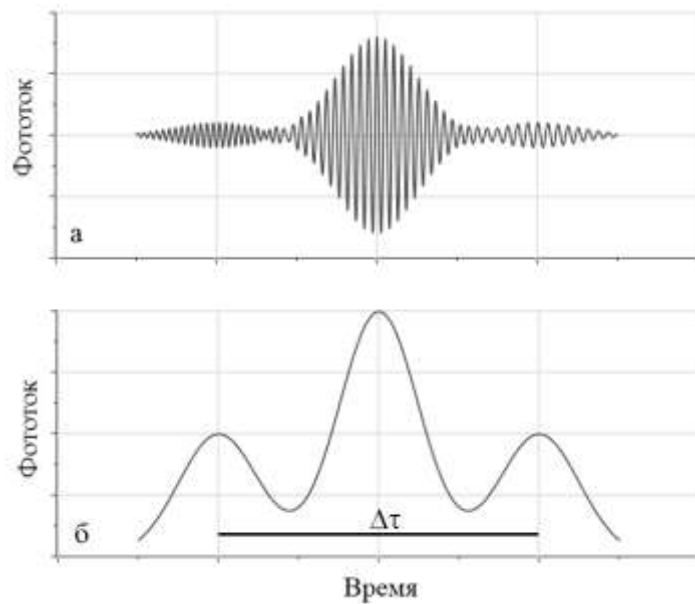


Рисунок 3.7 – Высокочастотные и низкочастотные компоненты доплеровского сигнала а) – сигнал. Частота центрального пика используется для определения скорости пузырька. б) – низкочастотная огибающая доплеровского сигнала. Время между боковыми пиками используется для определения диаметра частицы [51].

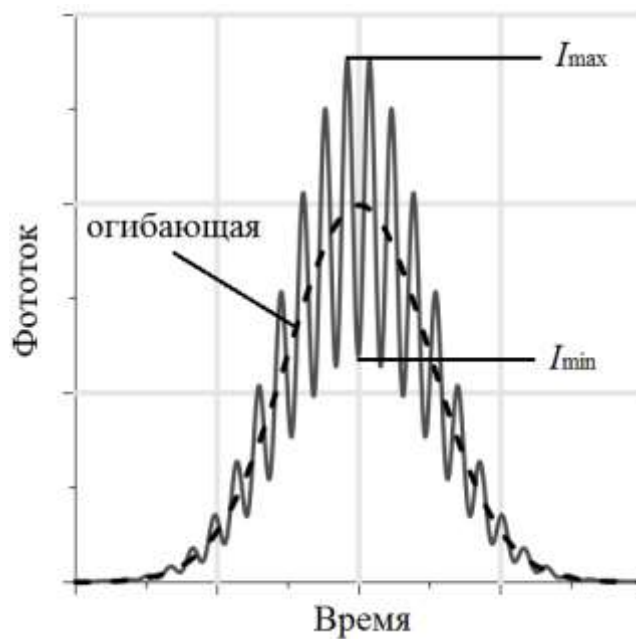


Рисунок 3.8 – Доплеровский сигнал и определение видности (глубина модуляции) [4].

Для измерения размера частиц используют видность или глубину модуляции доплеровского сигнала [44]. Согласно рисунку 3.8,

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (3.5)$$

Видность не зависит от интенсивности рассеянного излучения, мощности лазера и чувствительности детектора, что дает определенные преимущества по сравнению с приведенными выше схемами. С ростом размера частицы, как показано на рисунке 3.9, видность доплеровского сигнала уменьшается. Интервал детектируемых размеров обусловлен амплитудой второго максимума. При уменьшении видности ниже этого предела однозначное определение размеров невозможно (см. рисунок 3.9). Кривая видности зависит от оптической конфигурации системы: угла отклонения от оптической оси, размера и формы апертуры фотоприемника [52].

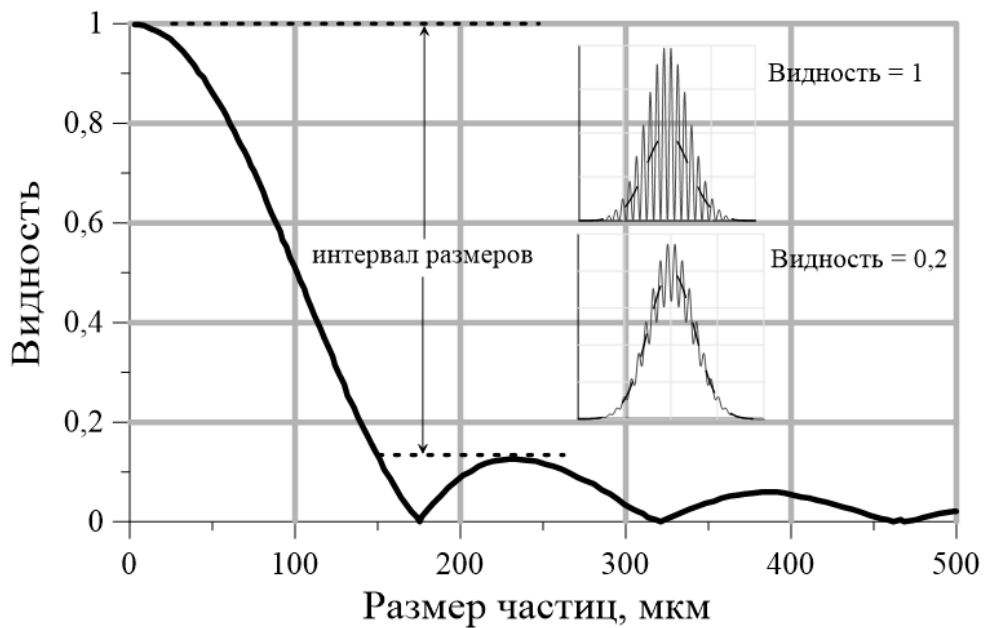


Рисунок 3.9 – Влияние размера частицы на видность сигнала (расчет согласно теории Ми, отклонение от оси $\varphi = 15^\circ$, $\lambda = 632,8$ нм, круглое отверстие, $d_r = 6,55$ нм, угол фотоприемника $\delta = 4^\circ$) [4]

Методы, развиваемые в работах [48–50, 53–64], требуют модификации традиционных схем доплеровских анемометров и включают в себя элементы измерительных технологий, представленных на рисунке 3.1. В статьях [65–

67] регистрируется акустическое поле, а в [68, 69] фиксируются колебания пузырьков на собственных частотах, определяемых формулой Релея. Поскольку частота колебаний пузырька однозначно связана с его размером, то есть возможность использовать данную информацию как диагностический критерий для одновременного определения скорости и размера пузырьков.

Краткий обзор методов диагностики дисперсной фазы показал недостаточную разработанность темы применения традиционных схем ЛДА для изучения динамики двухфазных потоков. Остается большое число вопросов, относительно схемы с опорным пучком: формирование сигнала от границ раздела фаз, структура сигнала, при колебаниях (деформации) капли (пузырька). Также слабо освещена тема собственных колебаний частиц дисперсной фазы и возможность их использования для определения размеров пузырьков (капель). Исследованию поставленных вопросов посвящена данная глава.

3.1 Доплеровская диагностика дисперсной фазы в газожидкостных потоках

Рассмотрим формирование доплеровского сигнала от передней и задней границ раздела пузырька в схеме ЛДА с опорным пучком [11, 70] (см. рисунок 3.10). В качестве источника излучения используется He-Ne лазер ГН-05 ($\lambda = 632.8$ нм); параметры области измерения: $d = 100$ мкм, $l = 20$ мм; сигнал с фотоприемного устройства ФЭУ-31 подается на АЦП (SB Creative Audigy 2), сохраняется в виде .wav файла и обрабатывается программными средствами, созданными с использованием пакета MS Visual Studio C++. Доплеровский сдвиг частоты связан со скоростью движения границы раздела сред, как $f_D = 2\pi \cdot \Delta \mathbf{k} \mathbf{v}_z$, что составляет 3.16 МГц для воздуха и 4.2 МГц для воды ($n = 1.33$). В потоках с высокой концентрацией дисперсной фазы может быть использовано одномодовое оптическое волокно [71]. Некоторые аспекты цифровой обработки доплеровских сигналов можно найти в [72, 73].

Если пузыри и капли не меняют форму и размер во время пересечения пробного объёма, образованного зондирующими лазерными пучками, сигнал узкополосный и имеет одну спектральную компоненту. В реальном двухфазном потоке пузыри и капли совершают радиальные и сфероидальные колебания, изменяют радиус из-за изменения давления, а в некоторых случаях происходит изменение их формы, например, сплющивание при взаимодействии со стенками или зондирующим волокном. Динамические процессы изменяют спектр доплеровского сигнала, он перестаёт быть однокомпонентным. Обработка сигнала осложняется и необходимо провести анализ работы оптической схемы ЛДА.

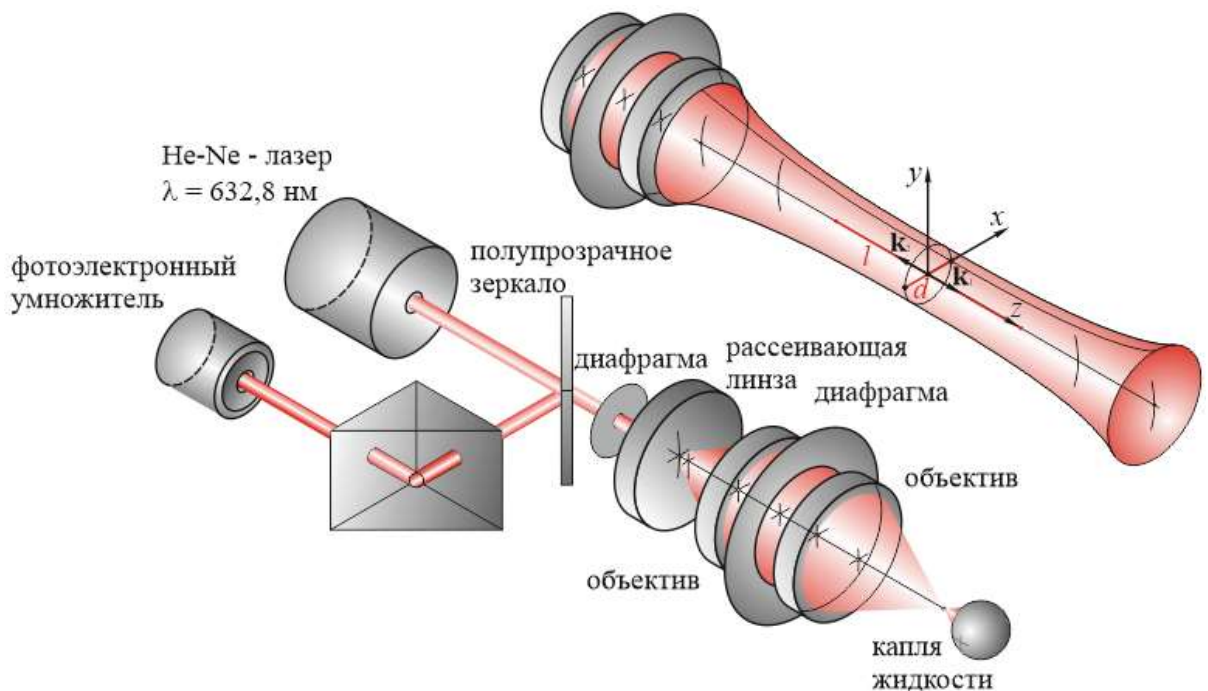


Рисунок 3.10 – Оптическая схема с опорным пучком.

Рассмотрим процесс взаимодействия световой волны с границами раздела сред в двухфазном потоке (рисунок 3.11). Используются следующие обозначения: E_0 – амплитуда падающей световой волны, E_S – амплитуда световой волны, рассеянной границами раздела сред в двухфазном потоке. Π_1 , Π_2 , Π_B – плоскости раздела сред (границы раздела сред для простоты выбраны плоскими), x_1 и x_2 – расстояния между выбранными плоскостями, n_1 и n_2 – показатели преломления сред, V_1 и V_2 – скорости движения границ

раздела вдоль светового луча. Изменение E вдоль границ раздела здесь не учитывается.

Амплитуда световой волны, рассеянной границами раздела Π_1 и Π_2 , содержит две составляющие E_{S1} и E_{S2} :

$$E_S = E_{S1} + E_{S2},$$

где E_{S1} – амплитуда световой волны, рассеянной первой поверхностью раздела, а E_{S2} – амплитуда световой волны, рассеянной второй поверхностью раздела. Амплитуда E_{S1} имеет вид:

$$E_{S1} = E_0 \chi \exp[j(\omega_0 t - 2k_1 x_1 + \varphi_1)],$$

где χ – амплитудный коэффициент отражения световой волны от первой границы раздела, ω_0 – круговая частота зондирующей световой волны; t – время, \mathbf{k}_1 – волновой вектор световой волны в первой среде ($|\mathbf{k}_1| = \frac{2\pi n_1}{\lambda_0}$), λ_0 – длина зондирующей световой волны в вакууме, φ – начальная фаза.

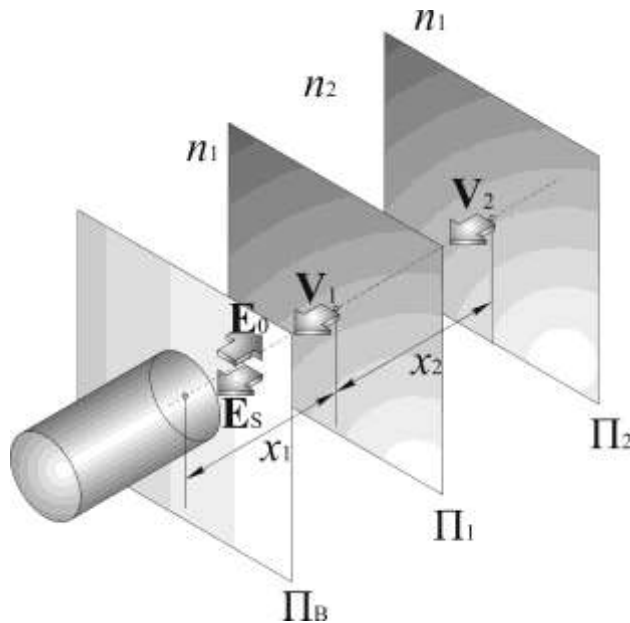


Рисунок 3.11 – Взаимодействие зондирующего излучения с межфазными границами.

Величина x_1 представляется как:

$$x_1 = x_{01} - V_1 t,$$

где x_{01} – расстояние между Π_B и Π_1 при $t = 0$. С учетом этого E_{S1} имеет вид

$$E_{S1} = E_0 \chi \exp \left[j \left(\omega_0 t - 2k_1 (x_{01} - V_1 t) + \varphi_1 \right) \right] = \\ = E_0 \chi \exp \left[j \left((\omega_0 + 2k_1 V_1) t - 2k_1 x_{01} + \varphi_1 \right) \right],$$

откуда следует, что частота волны, отраженной от первой границы раздела, сдвинута относительно частоты зондирующей световой волны $f_0 = \omega_0 / 2\pi$ на величину

$$f_1 = \frac{k_1 V_1}{\pi}. \quad (3.6)$$

Амплитуда E_{S2} определяется выражением

$$E_{S2} = E_0 \chi (1 - 2\chi) \exp \left[j \left(\omega_0 t - 2k_1 x_1 - 2k_2 x_2 + \varphi_1 \right) \right].$$

Здесь учтено, что коэффициенты отражения от первой и второй поверхности одинаковы и коэффициент отражения $\chi \ll 1$. Величина x_2 определяется выражением

$$x_2 = x_{02} - (V_2 - V_1)t,$$

где x_{02} – расстояние между границами раздела при $t = 0$. Тогда E_{S2} выразится в виде

$$E_{S2} = E_0 \chi (1 - 2\chi) \exp \left[j \left(\omega_0 t - 2k_1 (x_{01} - V_1 t) - 2k_2 (x_{02} - V_2 t + V_1 t) + \varphi_2 \right) \right] = \\ = E_0 \chi (1 - 2\chi) \exp \left[j \left((\omega_0 + 2k_1 V_1 + 2k_2 V_2 - 2k_2 V_1) t - 2k_1 x_{01} - 2k_2 x_{02} + \varphi_2 \right) \right].$$

Из полученного выражения видно, что частота волны, отраженной от второй границы раздела смещена относительно f_0 на величину

$$f_2 = \left[k_1 V_1 + k_2 (V_2 - V_1) \right] / \pi = 2 \left[n_1 V_1 + n_2 (V_2 - V_1) \right] / \lambda_0. \quad (3.7)$$

Отсюда

$$V_2 = \frac{\lambda_0 f_2}{2n_2} - \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right) V_1. \quad (3.8)$$

Если примесная фракция при движении не меняет своей формы и размера, то $V_1 = V_2$ и

$$f_2 = \frac{k_1 V_1}{\pi} = \frac{2n_1 V_1}{\lambda_0}.$$

Таким образом, смещение частоты рассеянной волны одинаково для передней и задней границ раздела.

Рассмотрим случай $V_2 = 0$, т.е. задняя граница раздела неподвижна. Тогда

$$f_2 = \frac{V_1(k_1 - k_2)}{\pi} = \frac{2V_1(n_1 - n_2)}{\lambda_0}.$$

Этот вывод необходимо иметь в виду при измерении скорости задней границы раздела. И, наконец, рассмотрим случай, когда $V_1 = 0$. Это имеет место при наткании газового пузыря либо капли жидкости на датчик с последующим накалыванием на торец либо отражением от торца световолоконного датчика. Тогда, согласно (3.7)

$$f_2 = \frac{k_2 V_2}{\pi} = \frac{2n_2 V_2}{\lambda_0}.$$

Видно, что в этом случае частота f_2 связана со скоростью задней границы раздела сред привычной формулой. Отраженные от границ раздела световые волны E_{S1} и E_{S2} , попадая в плоскость фотоприемника, оптически смешиваются с опорной волной E_{S0} , амплитуда которой записывается в виде

$$E_{S0} = \chi_0(1 + \chi_0)E_0 \exp[j(\omega_0 t + \varphi_0)].$$

Тогда на фотоприемнике, согласно схеме изображенной на рисунке 3.11, будет регистрироваться результат интерференции трех световых волн с интенсивностью

$$I_m = |(E'_{S0} + E'_{S1} + E'_{S2})|^2, \quad (3.9)$$

где E'_i связаны с E_i соотношением $E'_i \approx \gamma_i \exp(j\varphi_i)E_i$. Здесь γ_i – коэффициент ослабления световых пучков при вводе в волокно, прохождении по волокну и отражении от полупрозрачного зеркала φ_i – фазовый сдвиг волн при прохождении по всему оптическому тракту системы. Подставляя значения E'_i в (3.9) для интенсивности результирующей световой волны получим

$$I_R = \sum |E'_i|^2 + 2E_0^2 \left[\gamma_0 \gamma_1 \chi_0 \chi_1 (1 + \chi_0) \cos(2k_1 V_1 t + \varphi_1) + \right. \\ \left. + \gamma_0 \gamma_2 \chi_0 \chi_2 (1 - 2\chi_1) (1 + \chi_0) \cos\{2[k_1 V_1 + k_2 (V_2 - V_1)]t + \varphi_2\} + \right. \\ \left. + \gamma_1 \gamma_2 \chi_1 \chi_2 (1 - 2\chi_1) \cos[2k_2 (V_2 - V_1)t + \varphi_3] \right].$$

Из полученного выражения видно, что сигнал на выходе фотоприемника состоит из низкочастотного «пьедестала» $\sum |E'_i|^2$ и трех компонент, ответственных за динамику движения передней и задней границ раздела мелкодисперсной фазы двухфазного потока. Соответственно спектр сигнала содержит низкочастотную составляющую и три спектральных компоненты, частоты которых определяются выражениями (3.6–3.7). В рассматриваемом приближении эти компоненты могут быть идентифицированы по амплитудному признаку, так как коэффициенты перед косинусными членами различны.

Частоты спектральных компонент линейно связаны с V_1 и V_2 . Различие V_1 и V_2 (условие $V_1 \neq V_2$) обнаруживается в практических задачах при колебаниях и изменениях формы капель (пузырей). Если в трубе реализуется «снарядный» режим течения, то $V_1 \neq V_2$ проявляется при изменении формы снарядов. Кроме того, неравенство скоростей передней и задней границ будет иметь место при изменении объема газовых пузырей, связанных с изменением давления в двухфазном потоке, а также при изменении формы газовых пузырей в процессе натекания на торец световолоконного датчика и т.д. Средняя скорость центра масс примесной фракции для случая плоских «снарядов» и симметричных колебаний капель и шаров определяется полусуммой передней и задней скоростей границы раздела сред

$$V_{ц.т.} = \frac{V_1 + V_2}{2}.$$

Введем обозначение сдвига частоты $f_3 = k_2 (V_2 - V_1) / \pi$. Тогда, поскольку $f_3 = f_2 - f_1$, скорость центра масс примесной фракции представляется различными комбинациями спектральных компонент:

$$\begin{aligned}
 V_{\text{ц.т.}} &= \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{f_1}{n_1} + \frac{f_3}{2n_2} \right); \\
 V_{\text{ц.т.}} &= \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{f_1}{n_1} + \frac{f_2 - f_1}{2n_2} \right); \\
 V_{\text{ц.т.}} &= \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{f_2 - f_3}{n_1} + \frac{f_2}{2n_2} \right).
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

Правильность идентификации f_1 , f_2 , f_3 проверяется идентичностью результатов $V_{\text{ц.т.}}$ полученных по любой из формул (3.10). При неправильной идентификации f_1 , f_2 , f_3 результаты определения $V_{\text{ц.т.}}$, очевидно, будут различны. Кроме того, если пользоваться соотношением $f_3 = f_2 - f_1$. Если f_1 , f_2 и f_3 правильно найдены, то динамика изменения размера либо формы примесной фракции определяется значением f_3 . Изменение размера Δx_2 равно

$$\Delta x_2 = (V_1 - V_2) \Delta t = \frac{\lambda_0 f_3}{2n_2} \Delta t,$$

что позволяет диагностировать динамику газовых пузырей в потоках.

Проверка корректности представленной модели проведена на базе ЛДА с опорным пучком [11, 70]. Измерялись скорости передней и задней границ раздела всплывающего в вязкой жидкости пузыря. Зондирующий лазерный пучок фокусировался в зону всплытия объекта сквозь толстое плоскопараллельное наполовину затопленное стеклянное окно. Таким образом, всплывающий пузырь взаимодействовал с нижней поверхностью окна, изменяя свою форму. После остановки сплюснутый пузырь сползал на край пластины, и воздух выходил на свободную поверхность жидкости, а поверхность окна вновь смачивалась жидкостью. Диаметр воздушных пузырей варьировался от 2 мм до 4 мм.

На рисунках 3.12 (а) и 3.12 (б) представлен доплеровский сигнал $f(t)$ и зависимость скорости от времени $V(t)$, соответственно, для случая пузырька газа, всплывающего в вязкой жидкости, и взаимодействующего с горизонтальной стенкой. Из рисунка 3.12 (а) видно, что после некоторого момента времени существует две доплеровские частоты. Одна частота

пропорциональна скорости передней границы пузыря, а вторая зависит от скоростей передней и задней границ (V_1 и V_2). Разумно предположить, что скорость передней границы пузыря, обращённой к плоской стенке, будет меньше и уменьшится до нуля раньше, чем скорость задней границы раздела. Тогда, быстро спадающую ветвь на графике доплеровской частоты (рисунок 3.12 (а)) связываем с f_1 , а медленно спадающую ветвь с f_2 . Третьей доплеровской частоты f_3 на графике не видно, поскольку амплитуда опорной волны много больше амплитуд световых волн, отражённых от границ пузыря.

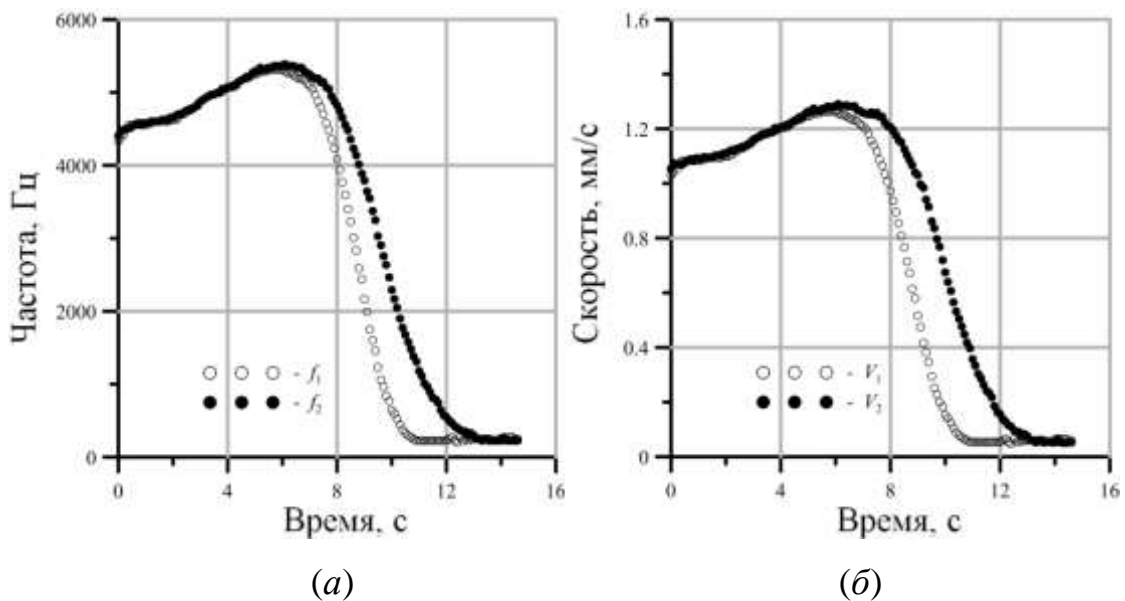


Рисунок 3.12 – Зависимость от времени доплеровского сигнала (а) и скоростей передней и задней границ раздела (б).

Знание значений f_1 и f_2 достаточно для расчёта скоростей передней и задней границы пузыря (V_1 и V_2). Рассчитанная по приведенным выше формулам зависимость скоростей передней и задней границ пузыря (V_1 и V_2) приведена на рисунке 3.12 (б). Видно, что до момента времени ≈ 6 с скорости передней и задней границы раздела постоянны. Далее начинается процесс торможения и деформации перед стенкой, продолжающийся до момента времени ≈ 13 с. Смещение границ раздела во времени x_1 и x_2 , а также величина деформации $\Delta x = x_1 - x_2$ изображены на рисунке 3.13. Видно,

что деформация в данном эксперименте достигает 2 мм, что сравнимо с диаметром пузыря.

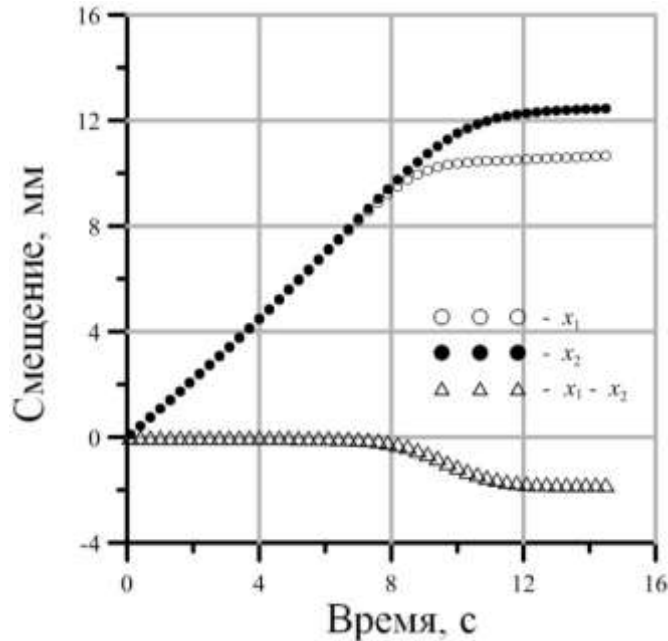


Рисунок 3.13 – Смещение границ раздела пузырька.

3.2 Амплитудные характеристики доплеровского сигнала в схеме с опорным пучком

Второй вопрос, требующий внимания – амплитуды доплеровских сигналов, формируемых границами раздела в схеме с опорным пучком (рисунок 3.10). Рассмотрим влияние капли жидкости радиуса R на распространение лазерного пучка. Капля жидкости в газе представляет собой оптический элемент, состоящий из двух отражающих и преломляющих поверхностей, характеризующихся оптическими силами. Согласно [35] для них могут быть написаны матрицы преломления и отражения. Промежутки между перетяжкой гауссова пучка и первой отражающей поверхностью, а также между отражающими поверхностями капли жидкости задаются матрицами перемещения T . В результате, в параксиальном приближении определяем матрицы рассматриваемых оптических систем для случая

отражения световой волны от первой и второй сферических поверхностей капли жидкости.

На рисунке 3.14 приведена схема оптической системы. Опорные плоскости ОП₁ и ОП₂ совпадают с плоскостью перетяжки. Зондирующий гауссов пучок отражается от стенок капли и возвращается в плоскость ОП_{1,2}. Рассчитаем матрицу оптической системы при отражении от передней стенки капли жидкости радиуса R . Показатель преломления газа примем равным единице, показатель преломления жидкости – n . Расстояние от ОП_{1,2} до вершины сферической поверхности, пересекающей оптическую ось – l . Тогда, согласно рисунку 3.14, матрица отражающей оптической системы

$$\mathbf{M}_1 = \mathbf{T}_1 \mathbf{R}_1 \mathbf{T}_1,$$

где \mathbf{T}_1 – лучевая матрица перемещения от ОП₂ до передней отражающей поверхности капли жидкости

$$\mathbf{T}_1 = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

\mathbf{R}_1 – лучевая матрица отражения от передней поверхности капли

$$\mathbf{R}_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix}.$$

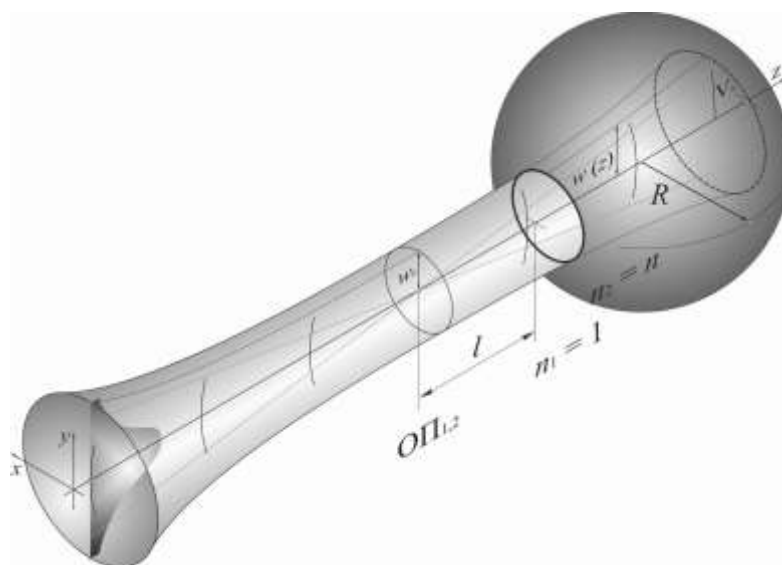


Рисунок 3.14 – Схема взаимодействия лазерного пучка с каплей жидкости.

Лучевая матрица оптической системы имеет вид

$$\mathbf{M}_1 = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 2/R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \frac{2l}{R} & 2l \left(1 + \frac{l}{R} \right) \\ \frac{2}{R} & 1 + \frac{2l}{R} \end{bmatrix}.$$

При отражении от задней стенки капли жидкости лучевая матрица отражающей оптической системы с опорными плоскостями, совпадающими с плоскостью перетяжки \mathbf{M}_2 , запишется в виде

$$\mathbf{M}_2 = \mathbf{T}_1 \mathbf{R}_2 \mathbf{T}_2 \mathbf{R}_3 \mathbf{T}_2 \mathbf{R}_2 \mathbf{T}_1.$$

Здесь \mathbf{R}_2 – матрица преломления светового луча на передней поверхности капли жидкости

$$\mathbf{R}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{n-1}{R} & 1 \end{bmatrix},$$

\mathbf{T}_2 – матрица перемещения светового пучка внутри капли,

$$\mathbf{T}_2 = \begin{bmatrix} 1 & \frac{2R}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix};$$

\mathbf{R}_3 – матрица отражения светового луча от задней поверхности капли,

$$\mathbf{R}_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2n}{R} & 1 \end{bmatrix}.$$

Таким образом, для матрицы \mathbf{M}_2 будем иметь

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_2 &= \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{n-1}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \frac{2R}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2n}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \frac{2R}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{n-1}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{n-4}{n} & \frac{4R}{n} \\ -\frac{2(2-n)}{nR} & \frac{n-4}{n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} \frac{n-4}{n} - \frac{2l(2-n)}{nR} & \frac{2l(n-4)}{n} - \frac{2l^2(2-n)}{nR} - \frac{4R}{n} \\ \frac{2(2-n)}{nR} & \frac{n-4}{n} - \frac{2l(2-n)}{nR} \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

При нахождении перетяжки внутри капли лучевая матрица \mathbf{M}_3 примет вид

$$\mathbf{M}_3 = \mathbf{T}_3 \mathbf{R}_3 \mathbf{T}_3 = \begin{bmatrix} 1 & \frac{l_{\text{вн}}}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2n}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \frac{l_{\text{вн}}}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{2l_{\text{вн}}}{R} & \frac{2l_{\text{вн}}}{n} \left(1 - \frac{l_{\text{вн}}}{R} \right) \\ -\frac{2n}{R} & 1 - \frac{2l_{\text{вн}}}{R} \end{bmatrix},$$

где \mathbf{T}_3 – матрица перемещения светового пучка внутри капли, $l_{\text{вн}}$ – расстояние от плоскости перетяжки до задней поверхности капли.

Зная матричные элементы матриц \mathbf{M}_1 , \mathbf{M}_2 и \mathbf{M}_3 рассчитаем параметры гауссовых пучков в плоскости перетяжки. Обозначим радиус гауссова пучка в плоскости перетяжки через w_0 . Радиус волнового фронта в плоскости ОП_{1,2} примем равным бесконечности ($R_0 = \infty$). Радиус гауссова пучка в произвольной плоскости обозначим через w_j , где j – порядковый номер оптической схемы и индекс соответствующей ей матрицы преобразования \mathbf{M}_j . Радиус кривизны волнового фронта гауссового пучка в произвольной плоскости оптической схемы обозначим через R_j , где j – порядковый номер оптической схемы и индекс соответствующей ей матрицы преобразования \mathbf{M}_j .

Тогда для обратной величины q - параметра j -го гауссова пучка q_j запишем

$$\frac{1}{q_j} = \frac{1}{R_j} + \frac{i\lambda}{\pi w_j^2}, \quad (3.11)$$

где λ – длина световой волны.

Если матрица сложной оптической схемы представляется в виде

$$\mathbf{M}_j = \begin{bmatrix} A_j & B_j \\ C_j & D_j \end{bmatrix},$$

то q -параметр гауссова пучка преобразуется по правилу ABCD [35]

$$q_j = \frac{A_j q + B_j}{C_j q + D_j}.$$

Обратная величина q -параметра гауссова пучка определяется выражением

$$\frac{1}{q} = \frac{i\lambda}{\pi w_0^2}.$$

В плоскости ОП_{1,2}

$$\frac{1}{q_j} = \frac{C_j + \frac{D_j}{q}}{A_j + \frac{B_j}{q}} = \frac{A_j C_j + \frac{1}{q} - \frac{D_j B_j}{q^2}}{A_j^2 + \frac{B_j^2}{q^2}}. \quad (3.12)$$

Здесь A_j, B_j, C_j, D_j – элементы матрицы \mathbf{M}_j . Поперечный радиус гауссова пучка w_j определяется мнимой частью $1/q_j$ из (3.11). Отсюда, согласно (3.12),

$$\text{Im}\left(\frac{1}{q_j}\right) = \frac{\lambda}{\pi w_j^2} = \text{Im}\left\{\frac{A_j C_j - \frac{B_j D_j}{q^2} + \frac{1}{q}}{A_j^2 + \frac{B_j^2}{(q)^2}}\right\} = \frac{\lambda}{\pi w_0^2} \frac{1}{A_j^2 + \frac{B_j^2}{(q)^2}}.$$

Таким образом, радиус пучка, отраженного от передней границы раздела

$$w_1^2 = w_0^2 \left(A_1^2 + \frac{B_1^2 \lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right) = w_0^2 \left[\left(1 + \frac{2l}{R} \right)^2 + 4l^2 \left(1 + \frac{l}{R} \right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right], \quad (3.13)$$

для задней границы раздела

$$w_2^2 = w_0^2 \left[\left(\frac{n-4}{n} - \frac{2l(2-n)}{nR} \right)^2 + \left(\frac{2l(n-4)}{n} - \frac{2l^2(2-n)}{nR} - \frac{4R}{n} \right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right], \quad (3.14)$$

и для перетяжки, находящейся в капле

$$w_3^2 = w_0^2 \left(\left(1 - \frac{2l_{\text{вн}}}{R} \right)^2 + \left[\frac{2l_{\text{вн}}}{n} \left(1 - \frac{l_{\text{вн}}}{R} \right) \right]^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right). \quad (3.15)$$

Приближенно величина фототока пропорциональна отношению площадей гауссовых пучков в плоскости ОП_{1,2}

$$I_j \sim \frac{w_0^2}{w_j^2}. \quad (3.16)$$

Согласно вышеприведённым формулам для w_1 и w_2 амплитуда доплеровского сигнала U_d будет пропорциональна величине

$$U_{1д} \sim w_1^{-1} = w_0^{-1} \left[\left(1 + \frac{2l}{R} \right)^2 + 4l^2 \left(1 + \frac{l}{R} \right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right]^{-\frac{1}{2}}.$$

Для прозрачных капель в доплеровский сигнал будет давать вклад отражение от задней поверхности капли в виде $U_{2д}$

$$U_{2д} \sim w_2^{-1} = w_0^{-1} \left[\left(\frac{n-4}{n} - \frac{2l(2-n)}{nR} \right)^2 + \left(\frac{2l(n-4)}{n} - \frac{2l^2(2-n)}{nR} - \frac{4R}{n} \right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right]^{-\frac{1}{2}}.$$

При пересечении капель перетяжки величина l меняет знак на обратный, а амплитуда доплеровского сигнала достигает экстремального значения для некоторых l , которые рассчитываются, дифференцированием $U_{ид}$ по l и приравниванием производной нулю. Дифференцируя $U_{1д}$ по l и приравнивая результат нулю, получим

$$\left(1 + \frac{2l}{R} \right) \cdot \left[\frac{1}{R} + \frac{2\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \left(l + \frac{l^2}{R} \right) \right] = 0.$$

Откуда следует

$$l_1 = -\frac{R}{2}, \quad l_{2,3} = -\frac{R}{2} \pm \sqrt{\frac{R^2}{4} - \frac{\pi^2 w_0^4}{2\lambda^2}}.$$

Для случая, когда $\frac{R^2}{4} \gg \frac{\pi^2 w_0^4}{2\lambda^2}$

$$l_{2,3} = -\frac{R}{2} \pm \frac{R}{2} \left(1 - \frac{\pi^2 w_0^4}{R^2 \lambda^2} \right)$$

или

$$l_2 = -\frac{R}{2} + \frac{R}{2} \left(1 - \frac{\pi^2 w_0^4}{R^2 \lambda^2} \right) = -\frac{\pi^2 w_0^4}{2R\lambda^2},$$

$$l_3 = -\frac{R}{2} - \frac{R}{2} \left(1 - \frac{\pi^2 w_0^4}{R^2 \lambda^2} \right) = -R + \frac{\pi^2 w_0^4}{2R\lambda^2}.$$

Расстояние между положениями капли, обеспечивающими максимальную амплитуду доплеровского сигнала, определяется как

$$\Delta l_k = l_2 - l_3 = R - \frac{\pi^2 w_0^4}{R \lambda^2}.$$

Соответствующее выражение для пузырей в жидкости с показателем преломления n_c

$$\Delta l_{\Pi} = R - \frac{n_c^2 \pi^2 w_0^4}{R \lambda^2}.$$

Расстояния (Δl_k и Δl_{Π}) определяются из величины скорости капли либо пузыря, пропорциональной частоте доплеровского сигнала, и временного интервала между максимумами амплитуды доплеровского сигнала. Зная Δl_k и Δl_{Π} , легко рассчитать радиусы капель и пузырей. Действительно, умножая выражение для Δl_k и Δl_{Π} на R и решая полученное квадратное уравнение относительно R , придём к выражениям

$$R_k = \frac{\Delta l_k}{2} + \sqrt{\frac{\Delta l_k^2}{4} + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2}} \quad \text{и} \quad R_{\Pi} = \frac{\Delta l_{\Pi}}{2} + \sqrt{\frac{\Delta l_{\Pi}^2}{4} + \frac{n^2 \pi^2 w_0^4}{\lambda^2}}.$$

Для случая, когда $\frac{\Delta l_{\Pi, k}^2}{4} \gg \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2}$

$$R_k = \Delta l_k + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 \Delta l_k} \quad \text{и} \quad R_{\Pi} = \Delta l_{\Pi} + \frac{n^2 \pi^2 w_0^4}{\lambda^2 \Delta l_{\Pi}}.$$

Гауссов пучок, отражённый от задней стенки капли, также интерферирует с опорной световой волной и его вклад в амплитуду доплеровского сигнала обратно пропорционален его ширине в плоскости перетяжки зондирующего лазерного пучка. Исследуя U_{2d} на экстремумы и приравнивая производную по l нулю, получим уравнения:

$$n - 4 - \frac{2l(2-n)}{R} = 0,$$

$$l(n-4) - \frac{l^2(2-n)}{R} - 2R = 0.$$

Разрешая их относительно l , получим

$$l_4 = -\frac{(4-n)R}{2(2-n)}, \quad l_5 = -R \quad \text{и} \quad l_6 = -\frac{2R}{2-n}.$$

l_5 соответствует нормальному падению зондирующего светового пучка на заднюю стенку пузыря, поэтому его пространственное положение не зависит от n . При больших значениях R l_5 почти совпадает с l_3 . Положение экстремума l_1 соответствует минимуму амплитуды доплеровского сигнала, поскольку эта экстремальная точка лежит между экстремальными точками l_2 и l_3 , соответствующим максимумам амплитуд доплеровских сигналов. При $n = 1,5$ положение $l_4 = -2,5R$. В этой точке обнаруживается минимум амплитуды доплеровского сигнала, поскольку она расположена между точками $l_5 = -R$ и $l_6 = -\frac{2R}{2-n} = -4R$. Графики зависимости относительной амплитуды доплеровского сигнала от l приведены на рисунке 3.15. По горизонтальной оси отложено смещение капли относительно плоскости, совпадающей с центром перетяжки зондирующего лазерного пучка. Радиус капли 500 мкм. Из рисунка видно, что максимумы амплитуд от передней и задней поверхностей достигают 1.

Результирующий доплеровский сигнал на выходе фотоприёмника представляет собой сумму сдвинутых по фазе сигналов от передней и задней поверхностей. Амплитуды экстремальных значений будут изменяться от максимальных для синфазных сигналов до минимальных для противофазных сигналов. При любом сдвиге фаз максимальные изменения амплитуды будут наблюдаться для максимумов вблизи точки $l = R$. Это связано с «совпадением» максимумов l_3 и l_5 и большим превышением значений амплитуды сигнала в этих точках по сравнению с амплитудами в экстремумах l_1 и l_4 . Для синфазных сигналов $U_{1д} + U_{2д}$ существенному изменению подверглось значение максимума амплитуды в точке l_3 . Амплитуда остальных экстремумов практически не изменилась. В случае противофазных сигналов $U_{1д} - U_{2д}$ амплитуда в точке l_3 значительно ослаблена. Таким образом, при любом фазовом соотношении доплеровских сигналов от передней и задней поверхностей капли экстремальная амплитуда

доплеровского сигнала при l_3 , l_5 и l_6 выделяется и используется для определения радиуса капли. Сама абсолютная величина амплитуды не имеет существенного значения, так как не влияет на положение максимума.

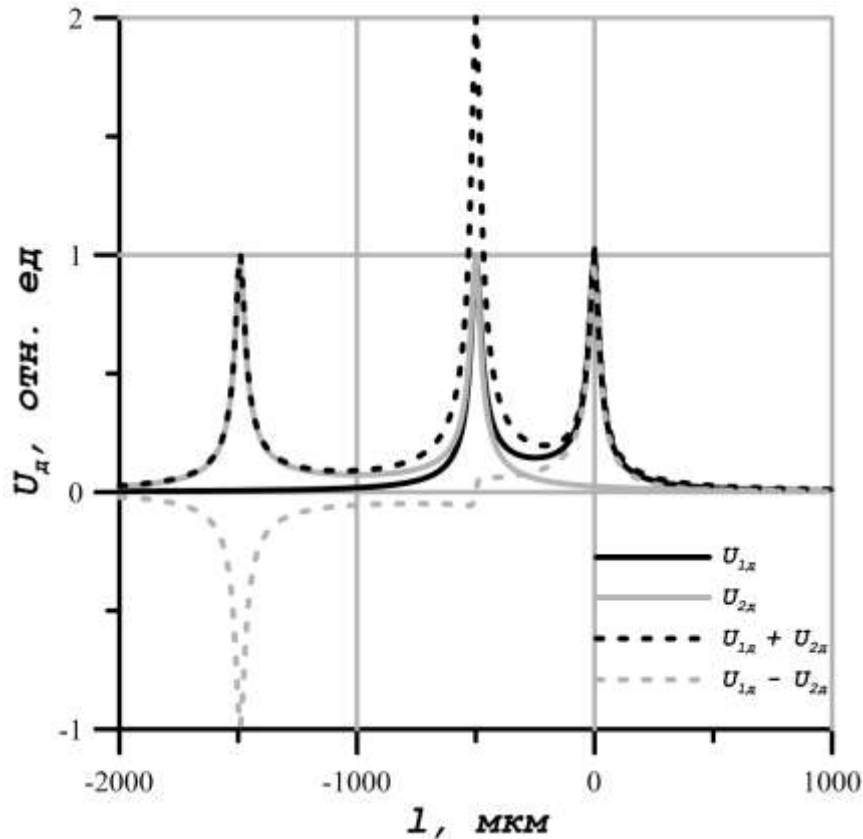


Рисунок 3.15 – Зависимость амплитуды доплеровского сигнала от l .

Существование трёх максимумов служит дополнительной страховкой в том случае, если есть сомнения в достоверности полученных результатов. За двумя максимумами, отстоящими на расстоянии R должен наблюдаться максимум сигнала, отстоящий на расстоянии $l_6 = -\frac{2R}{2-n}$ от первого максимума. Тогда наблюдаемые доплеровские сигналы точно принадлежат одной капле. Для капель из глицерина $l_6 \approx 3,8R$. Если концентрация капель такова, что расстояние между каплями много больше среднего либо максимального диаметра капель, то перепроверять принадлежность двух максимумов сигнала одной капле нет необходимости.

В эксперименте использовалась оптическая схема с опорным пучком (рисунок 3.10) [11, 70]. Капли моделировались стеклянными шариками различных диаметров, что позволяло проводить независимые измерения диаметра микрометром. Шарики перемещались вдоль зондирующего лазерного пучка таким образом, чтобы поверхность шаров пересекала область перетяжки. Электрический сигнал с ФЭУ подавался на АЦП (SB Creative Audigy 2), сохранялся в виде .wav файла и обрабатывался программными средствами, созданными с использованием пакета MS Visual Studio C++. После обработки выявлялась временная зависимость скорости шарика. После интегрирования скорости шарика во временном интервале между выбранными максимумами доплеровского сигнала определялся его радиус. На рисунках 3.16, 3.17 (а) приведены доплеровские сигналы, частоты которых пропорциональны скорости (рисунки 3.16, 3.17 (б)).

Радиусы шаров определяются интегрированием. Относительная погрешность измерения составляет 8 % и 1,1% для рисунков 3.16 и 3.17, соответственно. Причиной ошибки измерения радиуса шаров являются технологические дефекты на поверхности шаров в виде царапин, от которых появляются, в данном случае, паразитные сигналы, смещающие максимум амплитуды доплеровского сигнала на временной оси. Несмотря на это ошибка в определении размера объектов относительно мала.

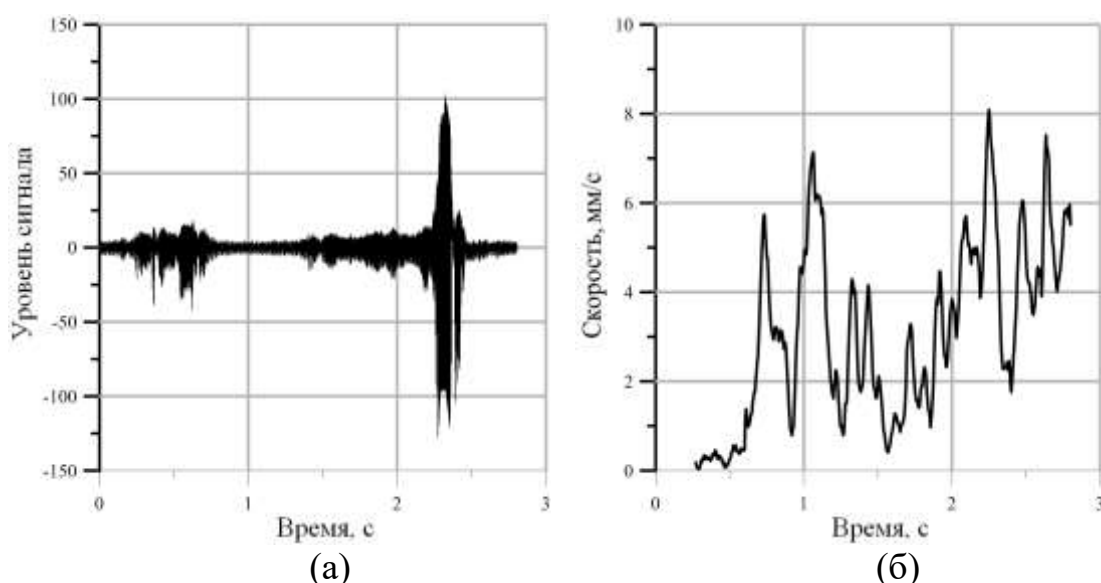


Рисунок 3.16 – Доплеровский сигнал от стеклянного шара радиусом 5 мм.

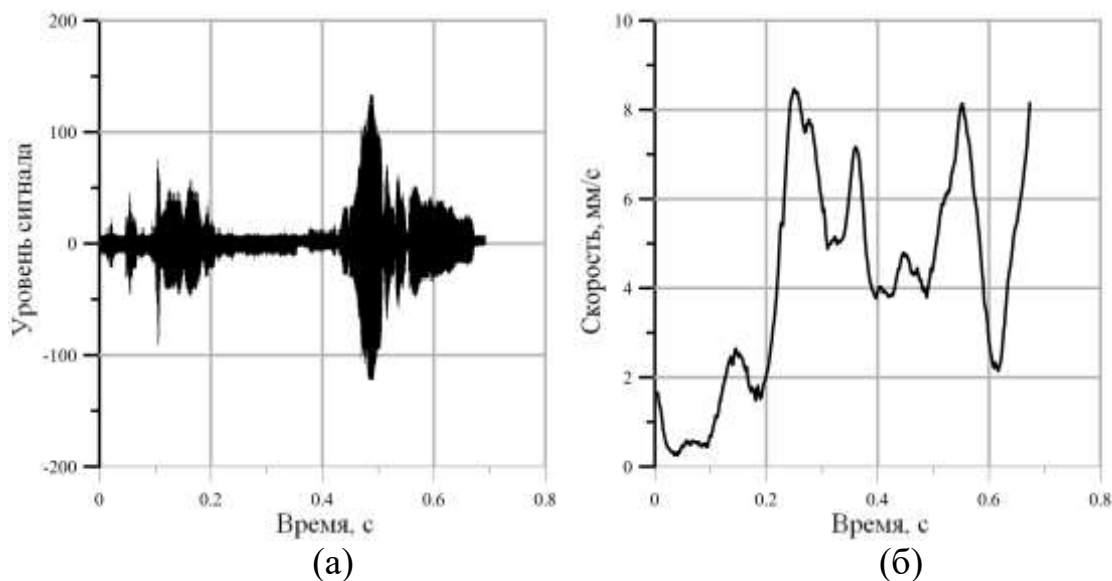


Рисунок 3.17 – Доплеровский сигнал от стеклянного шара радиусом 1,75 мм.

По аналогии были измерены радиусы воздушных пузырей, всплывающих в растворе жидкого мыла. Ввиду большой вязкости мыла, движение пузырей было медленное, что позволяло определить диаметр пузырей визуально путём сравнения со шкалой на линейке. Зондирующий гауссов пучок вводился в раствор мыла сверху, сквозь полузатопленное толстое плоскопараллельное окно. Доплеровский сигнал от воздушных пузырей, всплывающих в растворе жидкого мыла, приведён на рисунке 3.18 (а). Скорость со временем растёт линейно и среднее значение скорости на середине отмеченного интервала составляет 0,506 мм/с (рисунок 3.18 (б)).

Проведенный теоретический анализ взаимодействия зондирующего лазерного пучка с каплей жидкости показывает, что амплитуда доплеровского сигнала, полученного от движущейся капли зависит от её положения относительно перетяжки. Максимумы амплитуды сигнала наблюдаются в области перетяжки и на расстоянии, приблизительно равном радиусу капли. Есть максимум на расстоянии от перетяжки, соответствующий 3 – 4 радиусам капли (в зависимости от показателя преломления капли). Используемое здесь параксиальное приближение справедливо для случая, когда радиус зондирующего лазерного пучка много

меньше радиуса пузырей и капель. Если стенка пузыря или капли пересекает перетяжку зондирующего светового пучка, радиус которого составляет 2 – 3 мкм, то для радиусов исследуемых объектов более 100 мкм это условие в области перетяжки гауссова пучка выполняется.

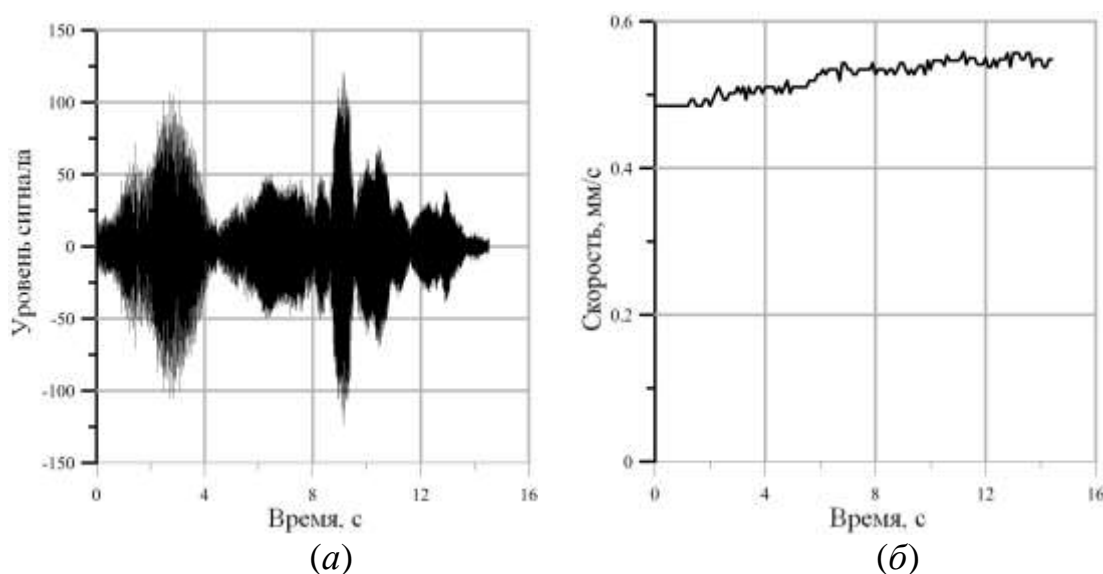


Рисунок 3.18 – Доплеровский сигнал от воздушного пузырька радиусом 3,3 мм.

Вторая экстремальная точка (для максимума доплеровского сигнала), соответствует положению границ пузырей и капель относительно центра перетяжки гауссова пучка, при котором радиус сферического волнового фронта гауссова пучка равен радиусу капли ($l = R$). В этом случае гауссов пучок отражается точно назад и выполняется условие оптимальной интерференции световых пучков на фотоприёмнике, обеспечивающее максимум амплитуды доплеровского сигнала. С другой стороны, нормальное падение световых пучков на сферическую поверхность не нарушает гомоцентричность отражённого светового пучка, абберации отсутствуют, и положение кардинальных точек оптической системы точно соответствует параксиальному приближению. Смещение пузырей и капель в поперечном направлении относительно оси гауссова пучка приводит к уменьшению амплитуды доплеровского сигнала, поскольку интерферирующие световые пучки полностью не совмещаются. В то же время, такое смещение не приводит к изменению формы отражённого гауссова пучка, поскольку

сферическая аберрация отсутствует для всех точек предметной плоскости, а для малых полевых углов влиянием аберраций, зависящих от угла поля зрения, пренебрегают. Отмеченное обстоятельство позволяет проводить измерение радиуса движущихся капель, проводя интегрирование скорости капли внутри временного интервала, заключённого между максимумами доплеровского сигнала.

Обратим внимание на тот факт, что в практике измерения радиусов кривизны зеркальных поверхностей оптическими методами используется автоколлимационный метод, в котором используется автоколлиматор и объектив на выходе автоколлиматора, который создаёт сходящийся световой пучок. Перемещая отражающую сферическую зеркальную поверхность из фокуса объектива в точку, где радиус волнового фронта светового пучка становится равным радиусу поверхности зеркала, определяют величину этого радиуса. Факт совпадения поверхности равной фазы световой волны с поверхностью зеркала определяется по наблюдению изображения маркера в виде креста в поле зрения окуляра автоколлиматора. Для определения величины перемещения сферического зеркала используется линейка координатного стола. В отличие от этого известного метода в нашем случае частота и амплитуда доплеровского сигнала представляют всю необходимую информацию для определения радиуса движущейся поверхности.

3.3 Одновременное измерение скорости и размера частиц дисперсной фазы в дифференциальной схеме ЛДА

Третий вопрос, касается возможности использования собственной частоты колебаний пузырьков [68, 69] для определения их размера в однокомпонентной дифференциальной схеме ЛДА на обратном рассеянии (модификация [74]) (рисунок 3.19). Измерительная система содержала He-Ne лазер ЛГ-58-1 ($\lambda = 632.8$ нм), акустооптический модулятор бегущей волны (МЛ-201, 80 МГц), зеркало с диафрагмами для отклонения рассеянного

излучения, составной объектив ($f = 500$ мм), формирующий измерительный объем с размерами ($d = 50$ мкм, $l = 1.5$ мм). Рассеянное пузырьком излучение поступало на фотоприемное устройство ФЭУ–146, демодулировалось, преобразовывалось АЦП (SB Creative Audigy 2). Полученный сигнал сохранялся в виде .wav файла и обрабатывался программными средствами, созданными с использованием пакета MS Visual Studio C++. Доплеровский сдвиг частоты связан со скоростью движения границы раздела сред, как $f_D = 2\pi \cdot \Delta k v_x$, и составлял 140 кГц.

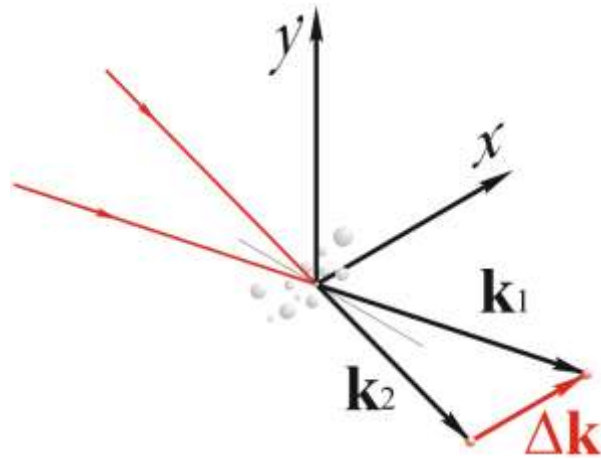


Рисунок 3.19 – Дифференциальная схема ЛДА.

Сферическая граница раздела между газом и жидкостью совершает колебания на собственных частотах [75], определяемых формулой Рэля. В доплеровский сигнал добавляется информация о модах колебания пузырька (капли). Спектр частот собственных колебаний пузырька смещен относительно основного доплеровского сигнала, что является основой для измерения скорости и размера исследуемого объекта.

Известно [75], что потенциал скорости ψ колебаний поверхности в капле жидкости для стоячих волн имеет вид

$$\psi = e^{-i\omega t} r^l P_l^m(\cos\theta) e^{im\varphi}. \quad (3.17)$$

Здесь r , φ и θ – сферические координаты точки на поверхности капли: r – расстояние от оси, φ и θ азимутальный и полярный углы соответственно. Коэффициенты l и m , характеризующие номера и типы колебательных мод

капли, могут принимать значения $l = 2, 3, \dots$ и $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$. $P_l^m(\cos \theta)$ – присоединенная функция Лежандра. Частота ω_l , определяющая спектр колебательного процесса капли, находится подстановкой общего решения в уравнение Лапласа $\Delta \psi = 0$. При $r = R$, где R – радиус капли, частота колебаний поверхности капли определяется формулой Рэлея,

$$\omega_l = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho R^3} l(l-1)(l+2)}, \quad (3.18)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, ρ – плотность жидкости. Однокомпонентный ЛДА с дифференциальной оптической схемой [74] позволяет измерять проекцию вектора скорости точек поверхности колеблющейся капли, направленную вдоль разностного волнового вектора $\Delta \mathbf{k}$ падающих на каплю световых пучков [11]. Величина этой компоненты вычисляется из выражения для скалярного произведения градиента потенциала на единичный вектор, ориентированный по $\Delta \mathbf{k}$,

$$V_{\Delta \mathbf{k}} = (\nabla \psi) \frac{\Delta \mathbf{k}}{|\mathbf{k}|}. \quad (3.19)$$

Доплеровский сдвиг частоты сигнала определяется произведением $V_{\Delta \mathbf{k}} |\Delta \mathbf{k}|$ [11],

$$\omega_l = \nabla \psi \Delta \mathbf{k} = A e^{-i \sqrt{\frac{\sigma l(l-1)(l+2)}{\rho R^3}} t} \cdot \nabla [r^l \cdot P_l^m(\cos \theta) \cdot e^{im\varphi}] \cdot \Delta \mathbf{k}. \quad (3.20)$$

Зависящее от координат скалярное произведение определяет величину

$$A \cdot \nabla [r^l \cdot P_l^m(\cos \theta) \cdot e^{im\varphi}] \cdot \Delta \mathbf{k} = A \cdot V_{\Delta \mathbf{k}}(r, \theta, \varphi). \quad (3.21)$$

Если колеблющаяся капля, движется в потоке со скоростью V_{Π} , то фототок на выходе фотоприемника [11]

$$i(t) = A_0 \cos \left\{ \omega_D t + \varphi_0 + \sum_{l=2}^{\infty} m_l(t) \cdot \sin \left(\sqrt{\frac{\sigma l(l-1)(l+2)}{\rho R^3}} t + \varphi_l \right) \right\}, \quad (3.22)$$

A_0 – амплитуда фототока, $m_l(t)$ – амплитуда рэлеевской колебательной моды, ω_D – доплеровский сдвиг частоты. При условии, что амплитуда каждой

гармоники колебаний $m_l(t) \ll 1$, для значений $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_l = 0$, выражение (3.22) для фототока преобразуется к виду

$$i(t) = A_0 \left\{ \cos \omega_D t + \frac{1}{2} \sum_{l=2}^{\infty} m_l(t) \cos \left[\omega_D + \sqrt{\frac{\sigma l(l-1)(l+2)}{\rho R^3}} t - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{2} \sum_{l=2}^{\infty} m_l(t) \cos \left[\omega_D - \sqrt{\frac{\sigma l(l-1)(l+2)}{\rho R^3}} t \right] \right\}. \quad (3.23)$$

Из выражения (3.23) следует, что в сигнале присутствуют все частоты, не запрещённые формулой Рэлея. Каждая из присутствующих гармоник имеет свою амплитуду $m_l(t)$. При больших значениях $m_l(t)$ выражение для фототока (3.23) $i(t)$ усложняется. На отдельной частоте ω_l доплеровский сигнал принимает вид

$$i(t) = A_0 \left\{ J_0(m_l) \cos \omega_D t + J_1(m_l) [\cos(\omega_D + \omega_l)t - \cos(\omega_D - \omega_l)t] + \right. \\ \left. + J_2(m_l) [\cos(\omega_D + 2\omega_l)t + \cos(\omega_D - 2\omega_l)t] + \right. \\ \left. + J_3(m_l) [\cos(\omega_D + 3\omega_l)t - \cos(\omega_D - 3\omega_l)t] + \dots \right\}, \quad (3.24)$$

где ω_l определяется согласно (3.18), а J_n – функция Бесселя порядка n . Из выражения (3.24) следует, что в спектре сигнала присутствуют гармоники с частотами, равными суммам, разностям доплеровской частоты и частот собственных колебаний (3.18). Решение уравнения Лапласа (3.18) остается справедливым и для пузырьков газа в жидкости, ввиду идентичности условий на границе раздела фаз [75]. Разработанный алгоритм обосновывался в условиях тестовых экспериментов.

В первом эксперименте измерялся диаметр газовых пузырьков, прикрепившихся к линейке (рисунок 3.20). Для $l = 2$ формула (3.18) принимает вид

$$f_2 = \frac{\omega_2}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{8\sigma}{\rho R^3}},$$

откуда следует, что

$$d = \sqrt[3]{\frac{16\sigma}{\pi^2 \rho f_2^2}} \approx \frac{49}{f_2^{2/3}} (\text{мм}). \quad (3.25)$$

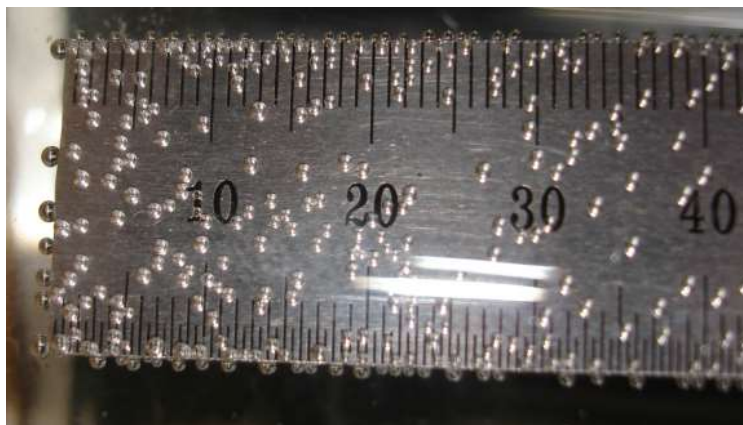


Рисунок 3.20 – Пузырьки, прикрепившиеся к линейке.

Для среды ($\sigma = 72.7 \cdot 10^{-3} (\text{Н/м})$, $\rho = 1000 (\text{кг/м}^3)$) расчетный диаметр порядка $49 / f_2^{2/3}$ (мм). Средний диаметр, рассчитанный согласно (3.25) по результатам $n = 15$ измерений $d_{cp} \approx 0,9$ мм. Анализ изображения с помощью метода диффузного освещения [76] $n = 26$ показал, что d_{cp} также порядка 0,9 мм. При цифровой обработке доплеровского сигнала использовались следующие параметры: частота дискретизации 96 кГц, ширина окна Фурье преобразования (ФП) 16384. Точность существенно возрастает, если учитываются моды с $l > 2$.

Во втором эксперименте осуществлялась синхронная запись доплеровского сигнала, создаваемого пузырьком, и изображения измерительного объема. Параметры регистрирующей аппаратуры: размер изображения 720×576 точек, размер точки на изображении 72 мкм, частота кадров 25 кадров/сек, частота дискретизации доплеровского сигнала 44,1 кГц, ширина окна ФП 512. На рисунке 3.21 приведено изображение пузырька вблизи измерительного объема. Согласно [76] размер пузырька составляет $d = 0,65$ мм. Доплеровский сигнал, соответствующий пузырьку, показан на рисунке 3.22. Рисунок 3.23 – спектральное представление рисунка 3.22. В центре находится доплеровская частота $f_D = \omega_D / 2\pi = 4565$ Гц, правее и левее – сателлиты, определяемые частотой Рэлея (3.18) $f_D - f_2 = 3962$ Гц и

$f_D + f_2 = 5340$ Гц. Средняя частота $f_2 = 690$ Гц. Из выражения (3.25) $d \approx 0,63$ мм. Скорость пузырька в потоке

$$v_{\text{п}} = \frac{f_D}{\kappa} = \frac{4565 \text{ Гц}}{140 \cdot 10^3 \frac{\text{Гц}}{(\text{м/с})}} \text{ порядка } 3,3 \text{ см/с.}$$

Здесь $\kappa = |\Delta \mathbf{k}| / 2\pi$ – коэффициент пропорциональности частота/скорость для используемой дифференциальной схемы ЛДА [74].

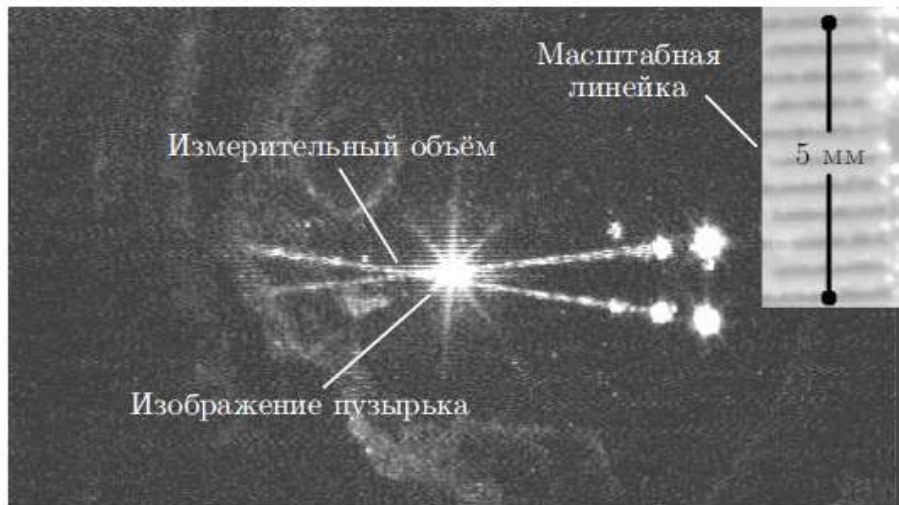


Рисунок 3.21 – Изображение пузырька вблизи измерительного объема.

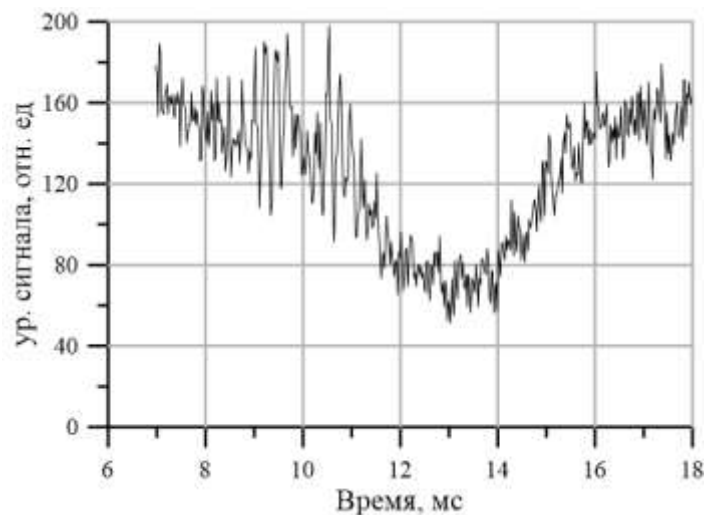


Рисунок 3.22 – Осциллограмма доплеровского сигнала.

Предложен и продемонстрирован метод одновременного измерения скорости и размера пузырей в двухфазных потоках с помощью стандартного

ЛДА. Разработан оригинальный алгоритм выделения из доплеровского сигнала информации о скорости и размере пузырьков. Результаты хорошо согласуются с данными, полученными в тестовых экспериментах при анализе изображения. По сравнению с используемыми схемами диагностики многофазных потоков данный метод не требует усложнения измерительной системы (параллельная фото фиксация, фазовый доплеровский метод и т.д. [4]) и обладает широким динамическим диапазоном [77] (см. Приложение А).

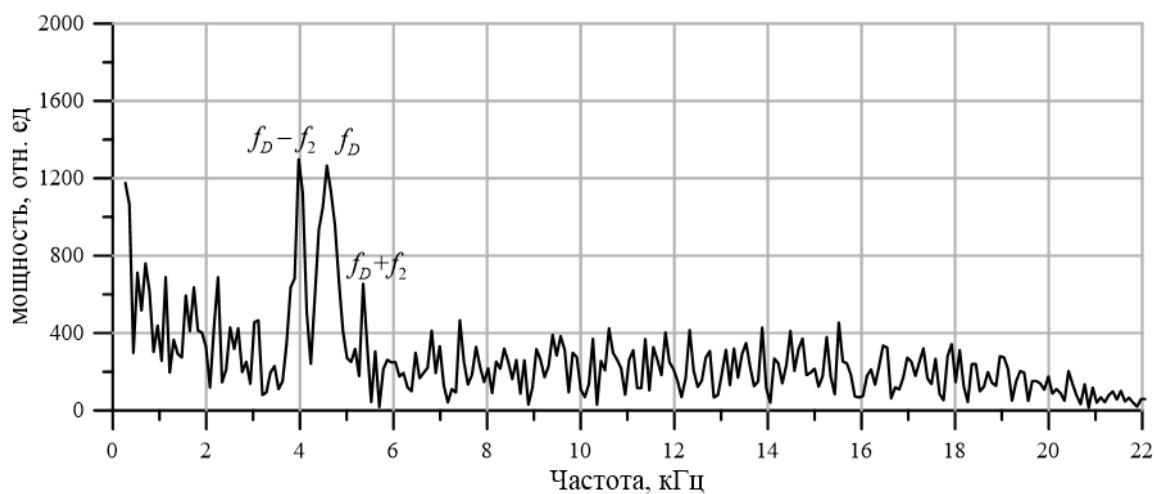


Рисунок 3.23 – Спектр доплеровского сигнала.

ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 3

- Проведен анализ взаимодействия пузырька газа в жидкости (капли жидкости в газе) с оптическим волоконным зондом. Обосновано формирование сигнала с несколькими максимумами, определяемыми динамикой дисперсной фазы. Физически смоделирован процесс взаимодействия пузырька с горизонтальной стенкой. Зафиксирована разница скоростей передней и задней стенки пузырька. Рассчитана деформация. Полученные результаты имеют большое значение при создании алгоритмов обработки доплеровских сигналов многофазных потоков. Предложенная методика полезна при изучении импактных двухфазных струйных потоков, процессов кавитации в природе и, таким образом, имеет важное научно-прикладное значение.
- Теоретически рассмотрено влияние положения пузыря относительно одномодового световолоконного датчика на величину фототока для различных радиусов пузырей. Показано, что динамика изменения величины фототока при приближении пузыря к торцу волокна однозначно определяется радиусом пузыря. Это справедливо как для осевого, так и для внеосевого движения.
- Проведен теоретический анализ взаимодействия зондирующего лазерного пучка с каплей жидкости. Показано, что амплитуда доплеровского сигнала, полученного от движущейся капли зависит от её положения относительно перетяжки. Максимумы амплитуды сигнала наблюдаются в области перетяжки и на расстоянии, приблизительно равном радиусу капли. Есть максимум на расстоянии от перетяжки, соответствующий 3 – 4 радиусам капли (в зависимости от показателя преломления капли). Отмеченное обстоятельство позволяет проводить измерение радиуса движущихся капель, проводя интегрирование скорости капли внутри временного интервала, заключённого между максимумами доплеровского сигнала.

Экспериментально измерены радиусы стеклянных шаров (радиусы 1,75 мм и 5 мм), определена относительная погрешность: 1,1% и 8%, соответственно. Определен радиус пузырей, всплывающих в вязкой жидкости. Таким образом, показано, что предложенный метод измерения радиуса движущихся в потоке капель и пузырей является перспективным.

- На базе дифференциальной схемы ЛДА разработан алгоритм одновременного определения размеров и скорости пузырьков (капель) в двухфазном потоке.

ГЛАВА 4 СИСТЕМЫ ПОЛЕВОЙ ДИАГНОСТИКИ

Четвертая глава посвящена адаптации широко распространенных в настоящее время систем полевой диагностики однофазных потоков Particle Image Velocimetry, к многофазным течениям. В большом числе случаев необходимо решать две основные проблемы: организовать оптический доступ к области исследования и правильно осветить объект или обработать сигнал, поступающий на фотоприемное устройство от границы раздела сред. Для решения первой группы задач снижают концентрацию частиц дисперсной фазы, применяют специальные жидкости выравнивающие показатели преломления фаз, выполняют томографическую реконструкцию изображения или используют зонды (эндоскопия). Вторая группа проблем требует организации корректного освещения и использования цифровых алгоритмов реконструкции геометрических параметров. Следует отметить, что в большом числе случаев разрабатываемые методы и подходы не универсальны и требуют изменения диагностической системы, что не всегда возможно.

В данной главе разрабатываются два подхода, расширяющие функциональные возможности стандартных PIV систем. В первом – элементы шаровой засыпки используются как составная часть оптической системы. Во втором – анализируется взаимодействие диффузного излучения с границей раздела двух прозрачных сред. Предлагается метод определения геометрических параметров частиц дисперсной фазы.

4.1 Разработка оптической системы для изучения течения в шаровых засыпках

При различных условиях в зернистых средах реализуются как однофазные течения (газ или жидкость), так и различные типы двухфазных

течений – от гравитационно-капиллярных пленочных течений до дисперсных и смешанных режимов.

Известные исследования относятся, в основном, к однофазным потокам. Одним из примеров экспериментальных работ являются работы Струминского и др., в которых показано наличие крупномасштабных неоднородностей в сечении опытного участка и внутри упаковки [78– 80]. В исследованиях Кириллова, Кузьмина и др. [81], Леру и Фроменга [82] обнаружено, что профиль скорости за упаковкой зависит от ориентации последних слоев, и прогиба сетки, ограничивающей засыпку.

Измерение профиля скорости внутри пористой среды является сложной экспериментальной задачей, и в литературе подобных работ сравнительно мало. Миклей, Смит, Корчак [83], Ван дер Мерве и Гаувин [84] измеряли локальную скорость и интенсивность турбулентности термоанемометром в упаковках шаров. В работе [83] приведены профили локальной скорости, интенсивность турбулентности потока и спектр пульсаций скорости для $Re = 4780$ и 7110 при $D/d = 8$, где D - ширина квадратного канала, d - диаметр шарика. В работе [84] измерялась интенсивность турбулентности в кубической упаковке для $Re = 2500 - 10000$ при $D/d = 4$. Качественно результаты работ [83] и [84] согласуются между собой, однако есть ряд принципиальных отличий, к которым относится, например, отсутствие в [83] спектральных пиков, в то время как в [84] выделенные частоты были обнаружены.

Акехато, Сато [85], Кириллов, Кузьмин и др. [81] получили экспериментальные данные о профиле скорости в хаотичной упаковке с помощью электродиффузионного метода, подробно описанного в работе [86]. Кубота в работе [87] изучал поле скорости по теплообмену единичной сферы диаметром $\sim 9,6$ мм, равной диаметру зерна засыпки.

Недостатки контактных методов, которые используются в приведенных работах, очевидны. Зонд возмущает течение, показания датчика зависят от многих параметров, таких как концентрация электролита, температура

жидкости и др., которые не всегда есть возможность контролировать. Некоторые зонды [87], имеют размеры, сопоставимые с размерами элементов засыпки. В работе Колесанова [88] для определения скорости газа в зернистом слое использовалась времяпролетная методика, с взрывным введением метки радона в участки доменной печи. Результаты, однако, не позволяют получить информацию о распределениях скорости по полному сечению зернистого слоя. Подобный метод с впрыском проводящей метки был применен в работе Каринс и Праузнитц [89] для исследования течения жидкостей в упаковке шаров. При этом регистрировалось напряжение на электродах, вмонтированных в скрепленные между собой шары, замещающие зерна засыпки.

Ряд исследований проведен при помощи химической визуализации потоков, например, Аэров, Умник [90], Табунщиков [91] использовали пропорциональность скоростей газа и фронта сорбции примесей. Визуализация потока позволила измерить скорости для небольших чисел Рейнольдса, при которых фронт сорбции еще обладает четкими границами. Методы измерения скорости газа в упаковке, применяемые в работах Абаева, Попова, Смирновой [92, 93] и др., основаны на однозначной связи между временем регенерации катализатора и количеством прошедшего через зернистый слой воздуха.

С развитием оптических методов (ЛДА, PIV, PTV), дающих возможность проводить бесконтактные измерения с хорошей точностью, появились работы, использующие данные методы для исследования засыпок и зернистых сред. Большинство авторов используют так называемый метод оптической однородности, предложенный в 1884 году Кристиансенем при исследовании прозрачности материалов [94]. Если подобрать жидкость с показателем преломления, равным показателю преломления пористой среды, система становится полностью оптически прозрачной, и это обстоятельство позволяет измерять скорость оптическими методами. Впервые данный подход использовался Джонстоном, Диббсом и Эдвардсом [95], которые

измерили с помощью ЛДА профиль скорости при течении силиконового масла в октаэдрической упаковке при числах Рейнольдса порядка 0,04. Метод оптической однородности совместно с лазерной анемометрией применялся также в работе Вонка [96] по исследованию поля скоростей турбулентных потоков в моделях пучков топливных стержней ядерных реакторов. Для измерения скорости использовался двухканальный лазерный анемометр. Бернارد, Ли и Уонг применили ЛДА для исследования турбулентности в кипящем слое из стеклянных шариков и смеси этилового спирта и бензила [97]. Волков и др. [98], Евсеев и др. [99], также использовали ЛДА для измерения локальных параметров турбулентного фильтрационного потока в ячейках шаровых засыпок кубической и октаэдрической конфигурации.

Метод оптической однородности применим к однофазным потокам в зернистых средах, и не позволяет проводить диагностику в течениях с границей раздела фаз. К последним относятся различные типы гравитационно-капиллярных течений в зернистых средах. Работ по исследованию подобных течений крайне мало, к немногим известным можно отнести исследование [100], где изучались гидродинамические параметры вращающегося фильтра в реакторе, работающем в пленочном режиме. В данной работе для получения информации о потоке применялась визуализация и времяпролетный метод, основанный на использовании датчиков проводимости.

В работах [101–103] приводятся результаты исследований процессов конденсации в засыпках. Анализ представленных данных показывает, что до сих пор нет удовлетворительного метода, позволяющего изучать гидродинамические процессы на масштабах элементарных ячеек при пленочных режимах течения в зернистых средах. В то же время подобная информация крайне необходима для разработки и верификации физических и математических моделей этих процессов. Целью данного исследования является поиск возможности качественного переноса изображения из

области контакта элементов шаровой засыпки без использования цифровых преобразований.

Оптические свойства одиночной шаровой линзы

Первая задача – расчет основных свойств шаровой линзы, влияющих на качество изображения будущей оптической системы. Свойственная данной системе бочкообразная дисторсия искажает пространственные масштабы, что вносит систематическую погрешность в результаты измерений. Теоретические оценки показывают, что дисторсия в шаровом объективе связана с зависимостью фокусного расстояния от угла наблюдения 2β . Кроме того, на наблюдаемую картину влияет зависимость от β расстояния от входного зрачка до объекта l (рисунок 4.1). Здесь, l_0 – расстояние от центра входного зрачка до центрального участка предметной плоскости, находящейся на оптической оси системы, l – расстояние от центра входного зрачка до участка предметной плоскости, наблюдаемого под углом 2β к оптической оси, i – угол падения луча на сферическую поверхность. Очевидно, что при больших значениях угла наблюдения 2β , расстояние l существенно отличается от l_0 и связано с l_0 соотношением $l = l_0 / \cos 2\beta$.

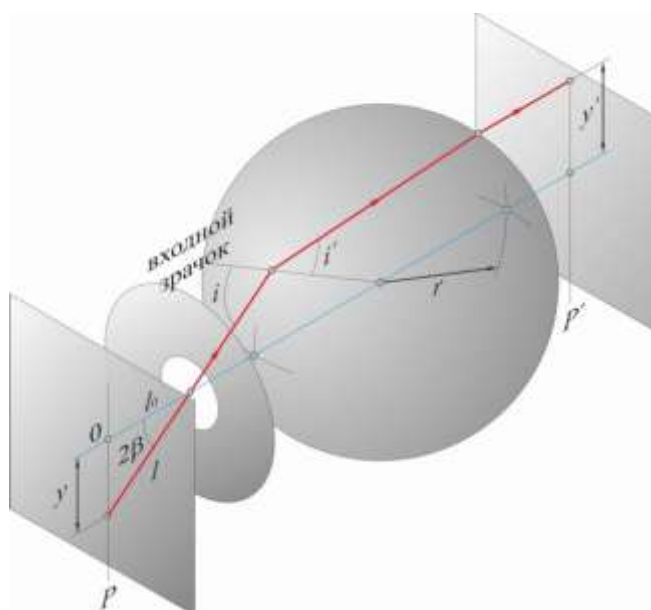


Рисунок 4.1 – К расчету геометрических искажений в шаровом объективе.

Для $l \gg f$, где f - фокусное расстояние шарового объектива, коэффициент увеличения k описывается выражением:

$$k = \frac{f(\beta)}{l} = \frac{r \sin i \cos 2\beta}{l_0 \sin 2(i-i')} = \frac{r \sin i}{l_0 \operatorname{tg} 2\beta}.$$

Наблюдаемое относительное искажение масштаба тест объекта при различных β определится соотношением

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{k(\beta) - k(0)}{k(0)} = \left[\left(\frac{n-1}{n} \right) \frac{2 \sin i}{\operatorname{tg} 2\beta} - 1 \right].$$

Углы β и i связаны соотношением:

$$\beta = i - \arcsin\left(\frac{\sin i}{n}\right).$$

На рисунке 4.2 приведена кривая зависимости дисторсии шарового объектива от половины угла наблюдения β для коэффициента преломления линзы $n = 1,5$.

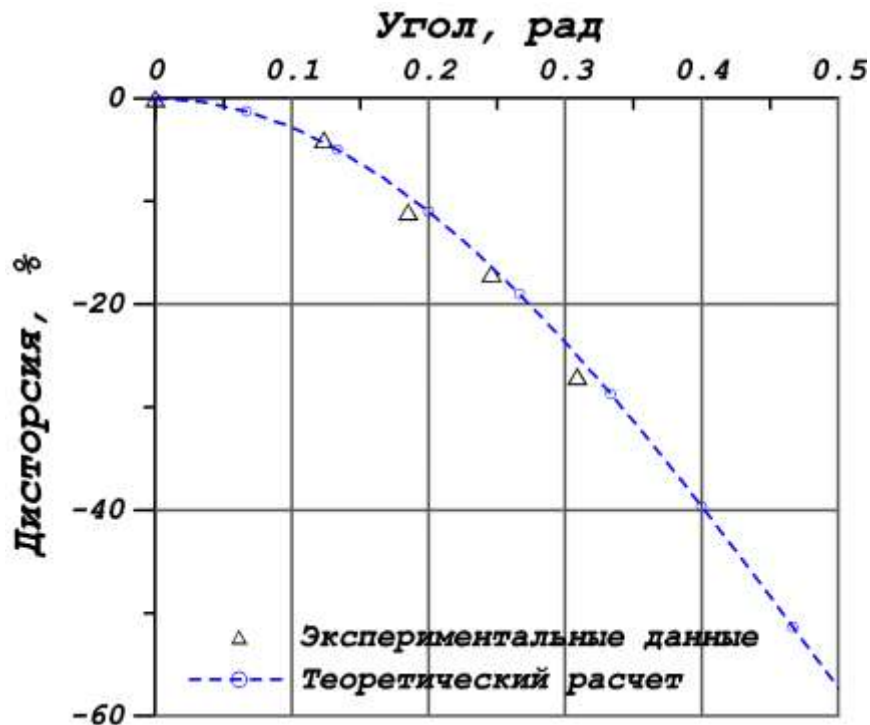


Рисунок 4.2 – Кривая зависимости дисторсии сферического объектива от половины угла наблюдения β для коэффициента преломления линзы $n = 1,5$.

Как видно из данных, представленных на рисунке 4.2, согласие экспериментальных и теоретических результатов хорошее. Нет ничего удивительного в том, что системы с большими полевыми углами имеют значительные искажения, которые могут быть скомпенсированы соответствующим пересчетом при компьютерной обработке изображения. Дальнейший анализ работы шарового объектива показывает, что максимальное угловое поле его зрения (2ω) составляет величину

$$2\omega_{\max} = 2\pi - 4 \arcsin \frac{1}{n}, \quad (4.1)$$

где n - показатель преломления шарика. Для $n = 1,5$ - $2\omega_{\max} \approx 200^\circ$, а для $n = 1,8$ - $2\omega_{\max} \approx 225^\circ$. В рассматриваемой системе шаровая линза имеет удалённый выходной зрачок малого диаметра. Отсюда входной зрачок имеет малые размеры и его положение определяется фокусным расстоянием рабочего участка входного объектива. Для оптической системы с малым входным зрачком, расположенным в передней фокальной плоскости, фокусное расстояние шарового объектива определяется выражением

$$f = \frac{r \sin i}{\sin 2(i - i')}, \quad (4.2)$$

где r - радиус шара, i - угол падения светового луча на шар, i' - угол преломления светового луча внутри шара. Простые расчёты показывают, что при передаче изображения удалённых объектов $s \gg f$ сагиттальное фокусное расстояние f_s совпадает с меридиональным фокусным расстоянием f_m ($f_m = f_s = f$). Тогда фокусное расстояние шарового объектива изменяется при изменении i ($0 < i < \pi/2$) в пределах

$$\frac{nr}{2(n-1)} > f > \frac{nr}{2\sqrt{n^2-1}}. \quad (4.3)$$

Для близко расположенных предметов ($|\gamma| \approx 1$), где γ - коэффициент увеличения, появляется астигматизм, который для малых входных зрачков ($d \ll r$), где d - диаметр входного зрачка, значительного влияния на

качество изображения не оказывает. Приведённое выражение для f позволяет оценить aberrации шарового объектива. Хроматизм положения ds' может быть вычислен по формуле

$$ds' = -s'^2 dp,$$

где p – оптическая сила линзы $p = 1 / f$. Для элементов изображения, близких к оптической оси шарового объектива,

$$dp = \frac{p}{nv} \quad \text{и} \quad ds' = -\frac{s'^2}{nfv}.$$

При $s \gg f$, $s' = f$ и

$$ds' = -\frac{f}{nv}. \quad (4.4)$$

Соответствующее выражение для тонкой линзы, $ds' = -f / v$, где v – коэффициент дисперсии материала линзы. Мы видим, что выбор линзы в виде шара позволяет уменьшить хроматические aberrации линзы в центре поля зрения в n раз, где n – показатель преломления.

Хроматизм положения на краю поля зрения, где $f \sim \frac{nr}{2\sqrt{n^2 - 1}}$ составляет величину

$$ds' = \frac{-s'^2}{fv(n+1)n}.$$

Для $s \gg f$, $s' = f$

$$ds' = -\frac{f}{v(n+1)n}.$$

На краю поля хроматизм положения уменьшен по сравнению с хроматизмом тонкой линзы в $n(n+1)$ раз. При $n = 1,8$ хроматизм в центре поля зрения ослаблен в ≈ 2 раза по сравнению с хроматизмом тонкой линзы, а на краю поля зрения в 5 раз. Таким образом, для шарового объектива нет необходимости проводить ахроматизацию для тех случаев, когда не требуется большое увеличение.

Аберрации широкого пучка (сферическая и кома) отсутствуют ввиду малости входного зрачка. Полевые аберрации (кривизна поля и астигматизм) не существенны из-за симметрии и, как следствие, большой глубины резкости. Дисторсия шарового объектива с малым входным зрачком может оказаться значительной и может быть уменьшена ограничением поля зрения. Относительная дисторсия выразится в виде

$$\frac{\Delta f}{f(0)} \cdot 100\% = \frac{f(i) - f(0)}{f(0)} \cdot 100\% .$$

Из выражения (4.3) легко оценить, что $\left(\frac{\Delta f}{f(0)}\right)_{\max} \cdot 100\%$ составляет величину

$$\left(\frac{\Delta f}{f(0)}\right)_{\max} \cdot 100\% = \left(1 - \sqrt{\frac{n-1}{n+1}}\right) \cdot 100\% .$$

Для $n = 1,5$ $\left(\frac{\Delta f}{f(0)}\right)_{\max} \cdot 100\% \approx 42\%$.

При малых i и i' относительная дисторсия приблизительно равна

$$\left(\frac{\Delta f}{f(0)}\right)_{\max} \cdot 100\% = -\frac{\beta^2 n^2}{6(n-1)^2} \cdot 100\% ,$$

где $\beta = (i - i')$ – угол, составляющий половину угла между главным лучом и оптической осью со стороны предметов. Для поля зрения 2ω , не превышающего 60° , $\beta \leq 15^\circ$. При таком поле зрения относительная дисторсия для $n = 1,5$ порядка 10%, а для $n = 2$ составляет величину порядка 4,6%.

Мы видим, что шаровая оптическая система позволяет достигать поля зрения более 200° при достаточно высоком качестве изображения.

Рассмотрим случай, когда выходной зрачок шарового объектива совпадает с входным зрачком камерного объектива. Комплексная амплитуда возмущения на выходном зрачке выразится в виде

$$F(u, v) = |F(u, v)| e^{ik\Delta(u, v)} ,$$

где $\Delta(u, v)$ – волновая абберационная функция; u, v – линейные координаты на выходном зрачке. Поле в плоскости изображения $U(x, y)$ может быть найдено интегральным преобразованием $F(u, v)$:

$$U(x, y) = A \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\beta, \gamma) e^{-i(\beta x + \gamma y)} d\beta d\gamma,$$

где $\beta = k \frac{u}{R}$, $\gamma = k \frac{v}{R}$, R – радиус кривизны волнового фронта, k – волновые числа. Функция рассеяния, описывающая распределение интенсивности света в плоскости изображения, обусловленная наличием точечного источника в плоскости объекта $S(x, y)$, определяется выражением

$$S(x, y) = U(x, y)U^*(x, y).$$

Нормированная передаточная функция $\tau(\omega)$ определяется преобразованием Фурье от функции рассеяния

$$\tau(\omega) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(x, y) e^{-i(\vec{\omega} \vec{r})} dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(x, y) dx dy}.$$

Для идеальной линзы с круговой симметрией поле $U(r)$ определяется преобразованием Ганкеля:

$$U(r) = 2\pi A \int_{-\infty}^{\infty} F(\alpha) J_0(\alpha r) \alpha d\alpha,$$

где

$$F(\alpha) = \begin{cases} 1 & 0 \leq \alpha \leq \alpha_0, \\ 0 & \alpha \geq \alpha_0. \end{cases}$$

Тогда

$$S(r) = S(0) \left[2 \frac{J_1(\alpha_0 r)}{\alpha_0 r} \right]^2,$$

где $\alpha_0 = \frac{ka}{R}$, α – радиус выходного зрачка, R – радиус кривизны волнового фронта. Нормированная передаточная функция $\tau(\omega)$ также обладает круговой симметрией:

$$\tau(\omega) = \frac{4 \int_0^{\alpha_0} \gamma(\beta) d\beta}{\int_0^{\alpha_0} \int_0^{2\pi} \alpha d\alpha d\varphi} = \frac{4}{\pi \alpha_0^2} \int_{\omega/2}^{\alpha_0} \sqrt{\alpha_0^2 - \beta^2} d\beta =$$

$$\begin{cases} \frac{2}{\pi} \left[\arccos\left(\frac{\omega}{2\alpha_0}\right) - \frac{\omega}{2\alpha_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{2\alpha_0}\right)^2} \right] & 0 \leq \frac{\omega}{2\alpha_0} \leq 1; \\ 0 & \frac{\omega}{2\alpha_0} > 1. \end{cases}$$

Разрешающая способность в линиях на миллиметр $R_x = \frac{\omega}{2\pi}$. Тогда

$$\tau(R_x, D, L) \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left[\arccos\left(\frac{L\lambda}{D} R_x\right) - \frac{L\lambda}{D} R_x \sqrt{1 - \left(\frac{L\lambda}{D} R_x\right)^2} \right] & 0 \leq \frac{L\lambda}{D} R_x \leq 1, \\ 0 & \frac{L\lambda}{D} R_x > 1; \end{cases}$$

где D – диаметр выходного зрачка, L – расстояние от задней фокальной плоскости шарового объектива до входного зрачка камерного объектива. Графики функций $\tau(R_x, D, L)$, соответствующих разным значениям D и L , для равных диаметров элемента шарового объектива и входного зрачка камерного объектива приведены на рисунках 4.3 (а – г). Проводится сравнение функций MTF – полученных теоретически и с помощью численного моделирования в системе «OSLO Light 6.04».

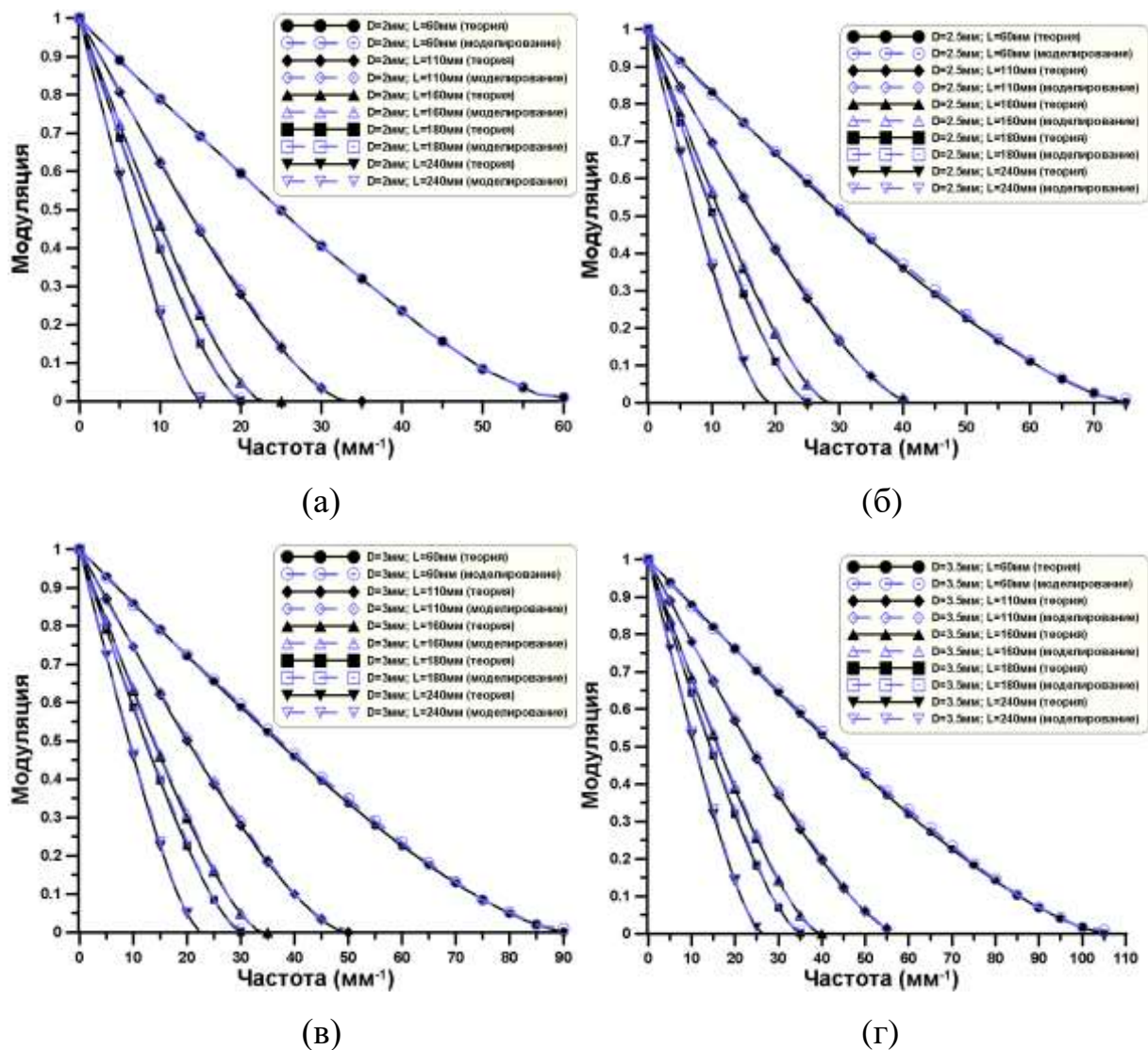


Рисунок 4.3 – Функции МТФ для шарового объектива:

- (а) – диаметр элемента 2.0 мм, расстояние до объектива камеры 60 – 240 мм;
 (б) – диаметр элемента 2,5 мм, расстояние до объектива камеры 60 – 240 мм;
 (в) – диаметр элемента 3,0 мм, расстояние до объектива камеры 60 – 240 мм;
 (г) – диаметр элемента 3,5 мм, расстояние до объектива камеры 60 – 240 мм.

Из представленных данных можно сделать вывод: шаровые объективы обладают хорошей разрешающей способностью, которая определяется отношением L / D , и могут быть использованы в ряде задач для качественного переноса изображения.

Исследование возможности применения элементов шаровой засыпки для передачи изображения

Во избежание искажения потока за счет краевых явлений, использование одиночной шаровой линзы для решения поставленной задачи не представлялось возможным. Возникла необходимость применения объектива содержащего две шаровых линзы (рисунок 4.4).

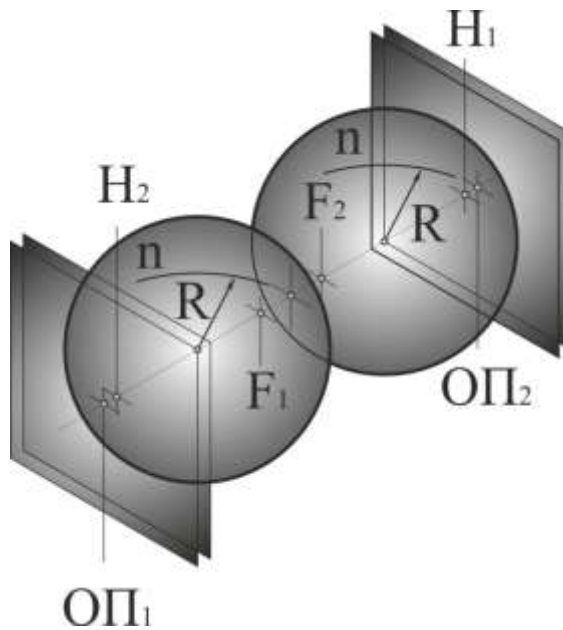


Рисунок 4.4 – Положение фокусов и главных плоскостей оптической системы фрагмента шаровой засыпки.

Если шары соприкасаются, а опорные плоскости совпадают с вершинами преломляющих поверхностей, то лучевая матрица такой оптической системы выразится в виде [35]

$$M_1 = \begin{bmatrix} \frac{n^2 - 8n + 8}{n^2} & -4 \frac{R(n-2)}{n^2} \\ 4 \frac{(n-2)(n-1)}{Rn^2} & \frac{n^2 - 8n + 8}{n^2} \end{bmatrix},$$

где n – показатель преломления материала шаров, а R – радиус шаров (радиусы шаров приняты равными, а показатель преломления окружающей среды считается равным 1). Фокусное расстояние такой оптической системы f , выразится в виде

$$f = f' = -\frac{1}{4} \frac{Rn^2}{(n-2)(n-1)}.$$

Первый фокус системы находится на расстоянии l_1 от ОП₁

$$l_1 = \frac{1}{4} \frac{(n^2 - 8n + 8)R}{(n-2)(n-1)}.$$

Первая главная точка находится на расстоянии l_2 от ОП₁

$$l_2 = -2 \frac{R}{n-2}.$$

Второй фокус расположен на расстоянии l_3 от ОП₂

$$l_3 = -\frac{1}{4} \frac{(n^2 - 8n + 8)R}{(n-2)(n-1)}.$$

Вторая главная точка расположена на расстоянии l_4 от ОП₂

$$l_4 = 2 \frac{R}{n-2}.$$

Эти характеристики для $n = 1,478$ (ЛК-7) и $R = 9$ мм имеют значения: $l_1 = 14,78$ мм, $f = f' = 19,69$ мм, $l_2 = 34,48$ мм, $l_3 = -14,78$ мм, $l_4 = -34,48$ мм.

Если предметная плоскость совпадает с ОП₁, то такая система строит изображение предмета на расстоянии l_5 от ОП₂,

$$l_5 = 4 \frac{R(n-2)}{n^2 - 8n + 8}.$$

При $n = 1,478$ и $R = 9$ мм изображение предмета расположено на расстоянии $l_5 = 11,46$ мм от вершины второго шара. Для того чтобы построить изображение объектов, находящихся в предметной плоскости, используются камерные объективы или окуляры. Выходной зрачок рассматриваемой оптической системы, совпадает с входными зрачками окуляра или объектива, что показывает анализ оптической системы. Положение входного зрачка

комплексной системы определяется положением входного зрачка камерного объектива относительно ОП₂. Поэтому расстояние l_6 , от ОП₁ до входного зрачка оптической системы выражается в виде

$$l_6 = -\frac{R(yn^2 + 8R - 8yn + 8y - 4nR)}{8y - 12yn + 4yn^2 - 8nR + 8R + n^2R},$$

где y – расстояние от ОП₂ до входного зрачка камерного объектива. В случае, когда объектив расположен на расстоянии 500мм от ОП₂, $l_6 = -14,03$ мм.

Размер входного зрачка определяется коэффициентом линейного увеличения для пары сопряженных плоскостей, совпадающих с входным и выходным зрачками рассматриваемого фрагмента засыпки из двух шаров:

$$d_{\text{вых.зр}} = Ad_{\text{вх.зр}},$$

где A – коэффициент линейного увеличения. Следовательно,

$$d_{\text{вх.зр}} = \frac{D}{A},$$

где D – диаметр входного зрачка камерного объектива, а

$$A = \frac{Rn^2 + 4yn^2 - 8Rn - 12yn + 8R + 8y}{Rn^2}.$$

Для $y = 500$ мм, $n = 1.478$ и $R = 9$ мм, получаем: $A = -26.13$, $D_{\text{max}} = 40.7$ мм.

Таким образом, размер входного зрачка равен $d_{\text{вх.зр}}$.

Расчеты показывают, что входной люк системы расположен на расстоянии

$$x_1 = -\frac{R(n-4)}{3n-4}$$

от ОП₁.

Для $n = 1.478$ и $R = 9$ мм, $x_1 = -52.3$ мм. Диаметр входного люка равен

$$d_1 = \left| \frac{2Rn^2}{4-3n} \right|.$$

Для $n = 1.478$ и $R = 9$ мм, $d_1 = 90,6$ мм

Таким образом, угловое поле зрения системы равно

$$2\omega = 2 \operatorname{arctg} \frac{1}{2} \left(\frac{d_1}{x_1 + l_5} \right),$$

где l_5 – положение входного зрачка относительно вершины первого шара. Для $d_1 = 90.6$ мм и $l_5 = 11.46$ мм $2\omega = 68,66^\circ$, а линейное поле равно 19,16 мм

$$z = 2x \operatorname{tg} \omega = 19.16 \text{ мм}.$$

С целью проверки качества работы фрагмента засыпки из двух шаров был использован тестовый объект в виде сетки с расстоянием между штрихами 1 мм. Изображение сетки, которое фиксируется видео камерой, приведено на рисунке 4.5.

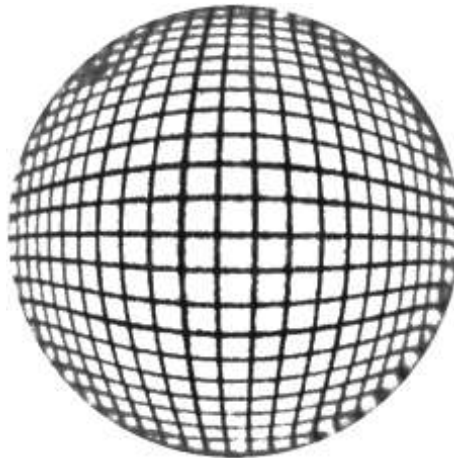


Рисунок 4.5 – Изображение сетки (расстояние между штрихами 1мм).

Из рисунка видно, что в таких системах присутствует дисторсия. Данный тип aberrаций вреден в оптических системах, поскольку он искажает изображение предметов. Например, при измерении скорости по трекам, результаты измерения будут сильно отличаться от реальных значений. На основании этих экспериментальных данных можно вычислить значение дисторсии

$$\text{Dist}(\%) = \frac{l - l_0}{l_0} \times 100\%,$$

где l_0 – расстояние между метками в параксиальном приближении в плоскости изображения, а l – видимое расстояние между метками.

На рисунке 4.6 сравниваются результаты экспериментального значения дисторсии с результатами численного моделирования в программном пакете OSLO 6.01 LT.

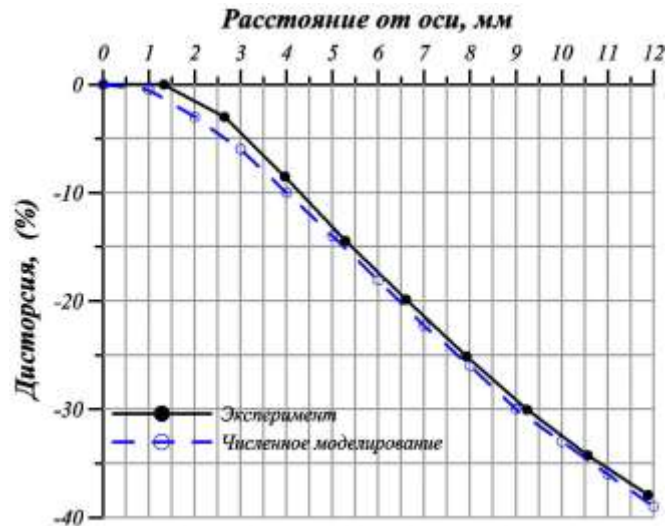


Рисунок 4.6 – Дисторсия объектива, состоящего из двух шаров.

Известно, что дисторсия может быть значительно уменьшена симметризацией положения входного зрачка [24], положение которого может регулироваться коллективом [104], установленным в плоскости промежуточного изображения (рисунок 4.7).

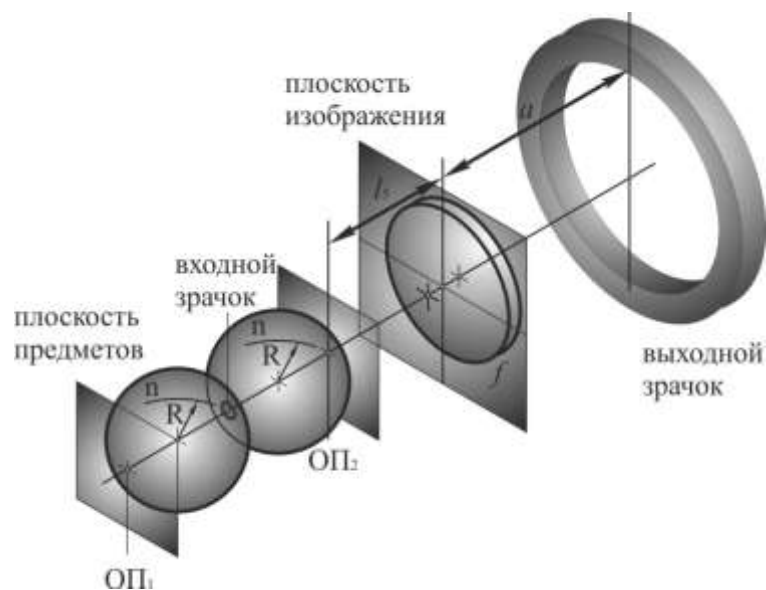


Рисунок 4.7 – Исправление дисторсии.

Расчеты показывают, что применение коллектива с фокусным расстоянием

$$f_1 = \frac{a[l_5 n - 2(R + l_5)]}{n(l_5 + a) - 2(R + l_5 + a)},$$

где a – расстояние от плоскости изображения до плоскости выходного зрачка, смещает входной зрачок в точку касания шаров, при этом дисторсия существенно уменьшается (см. рисунок 4.8). Для $a = 488,54$ мм и $l_5 = 11,46$ мм - $f_1 = 41,99$ мм.

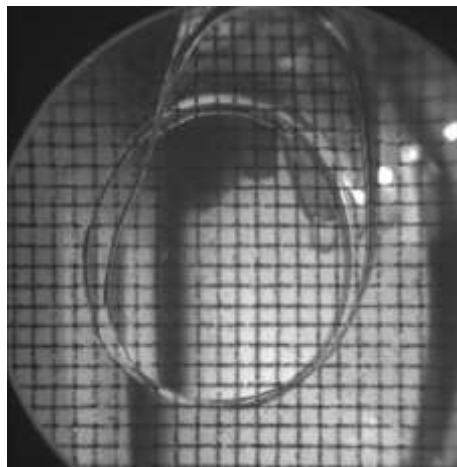


Рисунок 4.8 – Изображение тестового объекта фрагментом шаровой засыпки с коллективом (расстояние между штрихами 0,5мм).

Численные расчеты, проведенные для такой системы, показывают, что значение дисторсии на краю поля не превышает 0,78%. На рисунке 4.9 приведена картина течения в шаровой засыпке, при расходе 2мл/сек (пленочное обтекание точки контакта шаров).

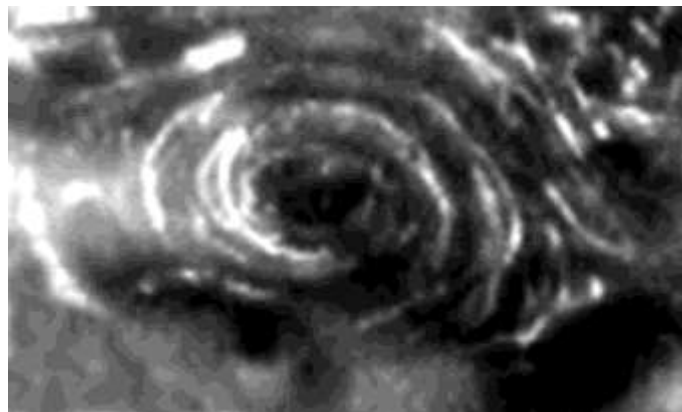


Рисунок 4.9 – Вихревая структура в шаровой засыпке.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности исследования оптическими методами течения жидких и газовых сред в засыпках без применения иммерсионных жидкостей. Регулярная шаровая засыпка описывается набором оптических элементов, имеющих известные оптические свойства. Простейший элемент оптической схемы – фрагмент засыпки из двух шаров – является оптической системой, выполняющей перенос изображения из области контакта фрагментов в удобную для наблюдения плоскость. При этом дисторсия исправляется простыми средствами. Остаточная дисторсия для поля зрения несколько десятков градусов (для крупных шаров засыпки из крона $n \approx 1.47$ и $R=9\text{мм}$) не превышает 0,78%. Линейное поле зрения оптической системы при этом, как видно из рисунка 4.10, соответствует диаметру шаров засыпки.

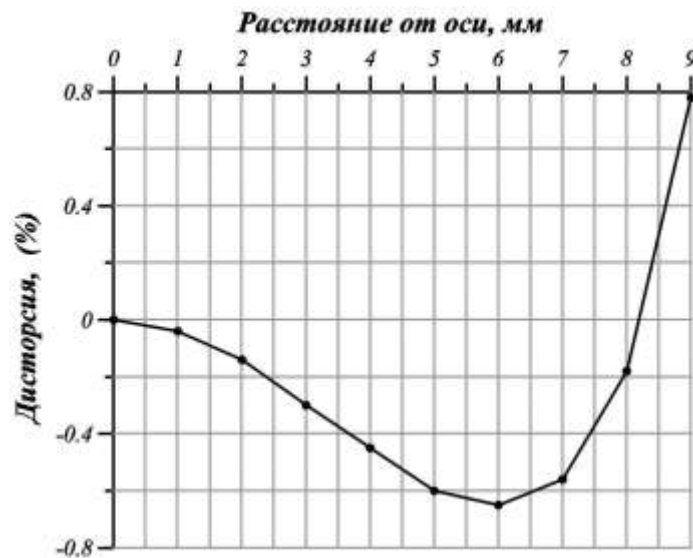


Рисунок 4.10 – График относительной дисторсии оптической системы, состоящей из двух шаров диаметром 18мм ($n = 1,478$) и корректирующего коллектива.

Следовательно, вся область засыпки между шарами может быть исследована оптическими средствами без существенного искажения масштабов. Для измерения динамических и структурных характеристик могут быть использованы методы PIV, лазерные доплеровские измерительные технологии, методы визуализации и т.п. (см. Приложение А).

4.2 Метод диффузного освещения границы раздела двух прозрачных сред с различными показателями преломления

В работе [22] для определения дисперсности пузырькового потока использовался метод фотографирования с расположением диффузного осветителя на расстоянии $L \gg R$ за исследуемым объектом (см. рисунок 4.11). Центральная часть пузырька (радиусом R) отображает диффузный осветитель, а края – окружающее осветитель темное пространство, при этом, если пузырек находится в фокальной плоскости, его темная граница отчетливо визуализируется на фоне светлого источника, что позволяет проводить измерения геометрических параметров частиц дисперсной фазы.

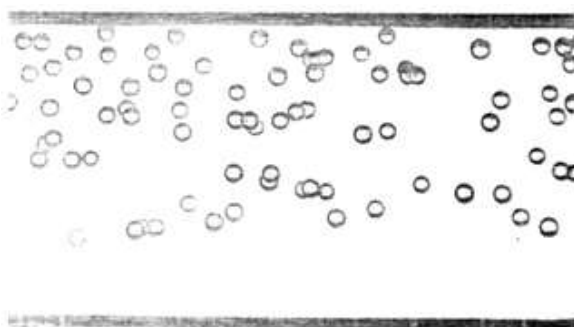


Рисунок 4.11 – Изображение воздушных пузырьков в потоке [22].

Дальнейшее развитие и название (Shadow Technique, Shadow Photography) представленный выше метод получил в работе [105], где проводится численное моделирование распространения излучения диффузного источника в оптической системе, рассматриваются проблемы связанные с дефокусировкой и дифракцией. Тем не менее, остаются открытыми вопросы о формировании изображения границы раздела при произвольной ориентации диффузных источников и направления наблюдения. Цель, поставленная в диссертационном исследовании разработка универсального метода, пригодного для применения с

традиционными системами PIV, не ограниченного определенным положением диффузных источников.

Будем рассматривать границу раздела двух сред с различными показателями преломления как отражающий или преломляющий оптический элемент. В качестве диффузного источника здесь используется рассеивающая дисперсная фаза, расположенная на расстоянии много большем, чем фокусное расстояние отражающей шаровой поверхности. Это всегда реализуется при малой объемной концентрации примесной фазы.

Схема отражения света от пузыря круглой формы приведена на рисунке 4.12. Для простоты изображено сечение сферического пузыря по большой окружности сферической поверхности. Плоскость сечения выбрана так, что лазерный луч лежит в этой плоскости. Кроме того, плоскость сечения перпендикулярна плоскости лазерного ножа.

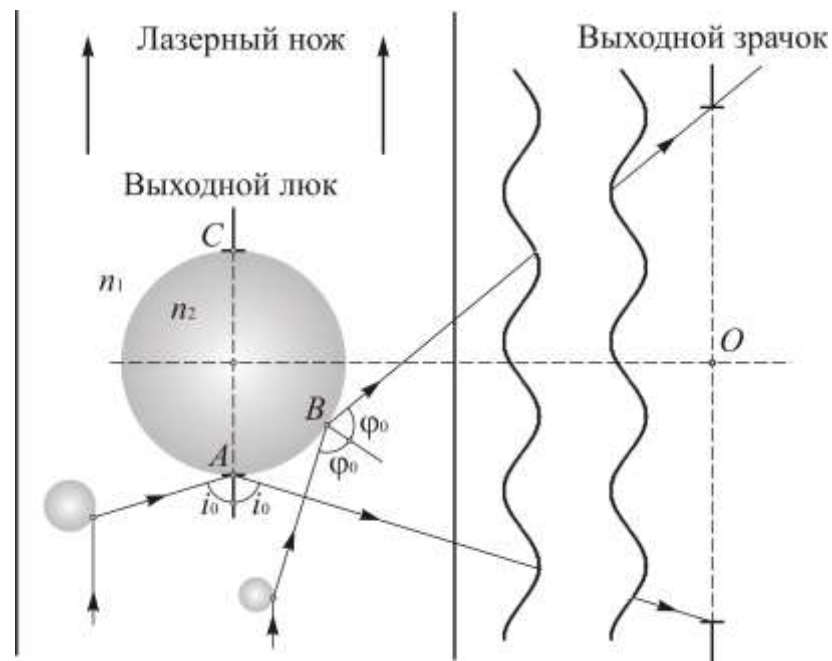


Рисунок 4.12 – Схема отражения света от пузыря круглой формы.

На рисунке приведен входной лучок объектива, который расположен на расстоянии много большем диаметра пузыря. Входной лучок объектива является выходным лучком отражающей сферической поверхности. Выходной люк отражающей сферической поверхности совпадает с большой

около окружностью пузыря, видимой из центра входного зрачка. Край выходного люка (точка A) освещается пучком лучей падающих на отражающую сферическую поверхность в точке A под углом i . Если $i = i_0$, то отраженный в точке A луч попадает на край входного зрачка объектива. Таким образом, край выходного люка освещается пучком лучей, которые видятся из точки A под углом $i_0 < i < \pi / 2$. Рассеивающие свет пузыри, которые видятся из точки B под углом $\varphi < \varphi_0$, освещают внутреннюю часть входного люка. Угол φ_0 , под которым видны рассеивающие пузыри, является предельным для точки B , ввиду ограниченности объема, занятого лазерным световым ножом и габаритов светорассеивающего двухфазного потока. Согласно рисунку, луч из точки B падает на край входного зрачка объектива. Если $\varphi > \varphi_0$, то отраженные лучи выходят за пределы входного зрачка объектива. Дуга BC на приведенном сечении сферы освещается светом, отраженным пузырями назад. Интенсивность этого отраженного потока значительно (в десятки раз) меньше, чем интенсивность света, рассеянного вперед и освещающего дугу AB . Поэтому выходной люк изображается в виде серпа, обращенного выпуклой стороной к источнику света.

Таблица 4.1 – Измерение радиуса шара.

$L, мм$	$h, мм$	$r, мм$	$L, мм$	$h, мм$	$r, мм$	$L, мм$	$h, мм$	$r, мм$
9,78	1,49	8,78	6,67	0,67	8,64	12,9	2,70	9,14
9,17	1,24	9,09	8,39	1,09	8,60	11,8	2,19	9,09
9,06	1,19	9,19	9,39	1,32	9,02	10,0	1,48	9,29
7,60	0,84	8,96	8,96	1,20	8,94	10,3	1,55	9,40
11,4	2,02	9,06	7,47	0,74	9,75	9,70	1,39	9,16
11,2	1,93	9,17	8,08	1,07	8,14	9,47	1,31	9,18
7,23	0,80	8,52	8,45	1,04	9,12	9,37	1,27	9,26
7,92	0,96	8,67	8,48	1,15	8,41	10,4	1,66	8,95
8,28	0,95	9,46	9,87	1,53	8,70	9,24	1,31	8,80
8,77	1,16	8,83	10,8	1,74	9,26	10,4	1,58	9,35
10,0	1,65	8,46	9,10	1,23	9,05	9,76	1,49	8,74
8,74	1,16	8,81	8,77	1,03	9,82	9,35	1,33	8,89
8,43	1,04	9,09	10,7	1,73	9,04	9,04	1,21	9,09
9,17	1,32	8,61	12,2	2,38	9,08	10,5	1,68	9,09

Анализ механизма изображения равномерно светящегося пространства либо полупространства сферической каплей жидкости совершенно аналогичен вышеприведенному. Положение и размер выходного люка определяется пространственным положением и размером большой окружности шара. Таким образом, механизм рассеяния на дисперсной фазе и отражение от сферической поверхности раздела либо преломление круглыми каплями приводит к серповидной форме изображения диффузного светящегося объема. Внешняя граница изображения светящегося объема определяется формой и размером люка оптической системы.

Для отражающей сферической оболочки и преломляющей сферической капли входной и выходной люки совпадают, и линейное поле зрения определяется большим кругом сферической отражающей поверхности. По этой причине, измеряя внешний радиус серповидного изображения окружающего пространства, заполненного рассеивающей свет средой, мы, тем самым, измеряем размер капель и пузырей.

Методика измерения размера больших капель была проверена на стеклянном шаре, который строил изображение большого по размеру черного экрана. Изображение светлого полупространства, ограниченное люком, совпадающим с большим кругом, вводилось в компьютер и анализировалось. Определялся радиус полученного изображения. Для этого осуществлялось сечение изображения хордой. Определялись координаты точек пересечения хорды с кривой границей изображения и координата точки кривой границы, максимально удаленной от хорды. На основании этих измерений вычислялся радиус изображения по формуле

$$r = \frac{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + h^2}{2h},$$

где L – длина хорды, а h – максимальное расстояние от хорды до границы изображения (см. рисунок 4.13).

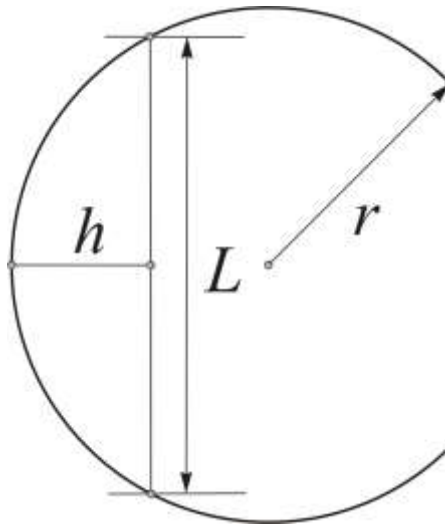


Рисунок 4.13 – Измерение радиуса изображения.

Результаты измерения радиуса шара приведены в таблице 4.1. Среднее значение измеренного изображения составляет $\bar{r} = 8,99$ мм. Стандартное отклонение $\sigma = 0,33$ мм. Радиус шара, измеренный микрометром $r_0 = 9,005$ мм. Абсолютная погрешность измерения радиуса составляет величину ~ 11 мкм, а относительная погрешность $-1,27 \cdot 10^{-3}$.

На рисунке 4.14 представлено изображение полупространства, ограниченного выходным люком стеклянного шара, и калибровочной шкалы.

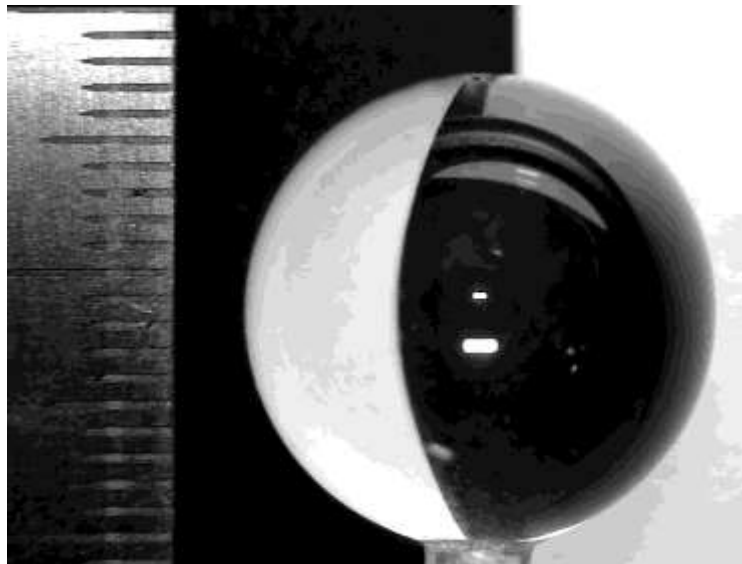


Рисунок 4.14 – Изображение калибровочной шкалы и полупространства, ограниченного выходным люком стеклянного шара.

На рисунке 4.15 приведено изображение сечения двухфазного светорассеивающего потока. Изображения в виде серпов создаются пузырьками различного диаметра.

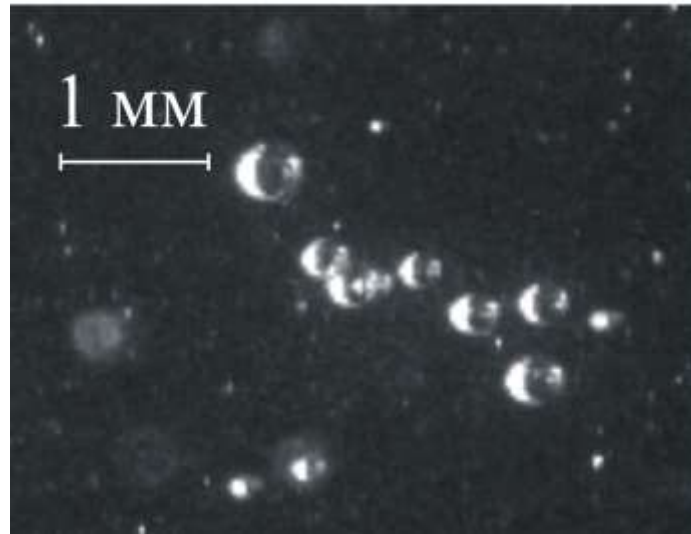


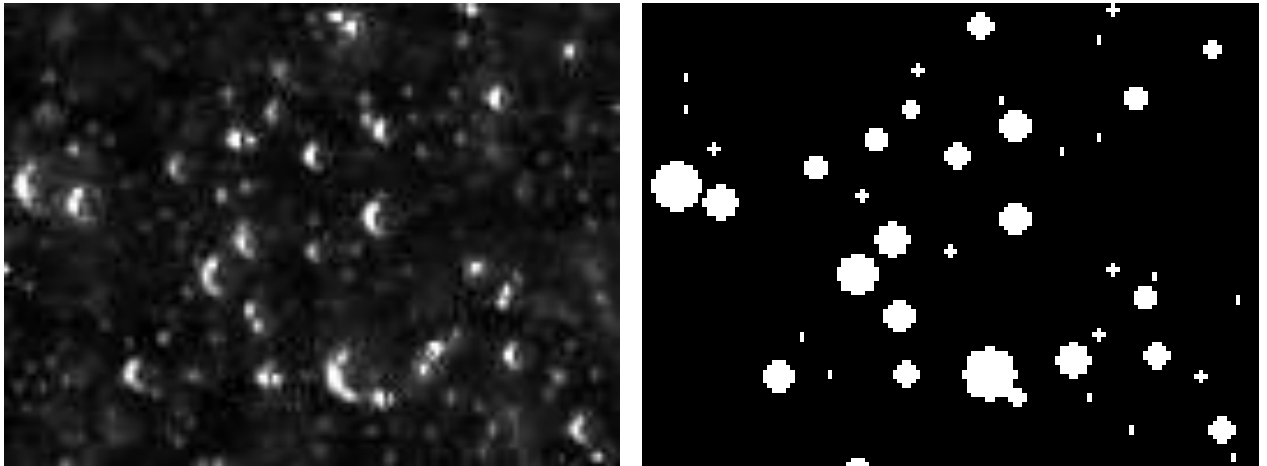
Рисунок 4.15 – Изображение сечения двухфазного светорассеивающего потока.

Полученные данные показывают, что метод позволяет с высокой точностью ($\Delta r_0/r_0 \leq 1\%$) определять размеры крупных капель и пузырей. Возможность точного определения размеров мелких капель и пузырей определяется разрешающей способностью систем регистрации изображения. Качество оптической системы, передающей изображение, должно быть адекватно размерам пузырей и капель.

Расчет размера и пространственного распределения дисперсной фазы

Размер дисперсной фазы может быть получен морфологическим анализом изображения [23]. Пузырек (капля), попадающий в лазерный нож, отображается в виде серпа (см. рисунок 4.16 (а)). Поскольку радиус кривизны выпуклой части «серпа» равен радиусу пузырька [76], первоначальный вид объекта легко восстанавливается (см. рисунок 4.16 (б)). Исследование пузырей (капель) больших размеров несферической формы может быть проведено с использованием более сложных систем освещения, включающих

использование флуоресцентных красителей, использование зеркал и т. п., позволяющих осветить границу раздела сред полностью.



(a)

(б)

Рисунок 4.16 – Пузырьки в лазерном ноже плоскость (x–y):

- (a) – изображение пузырьков;
 (б) – восстановленная форма пузырьков.

Точки, принадлежащие пузырьку (капле) определяются известными алгоритмами поиска согласно некоторому критерию (например, яркость, превышающая пороговую величину). Площадь, занимаемая объектом на изображении, пропорциональна количеству точек, входящих в его состав. Положение центра масс, рассчитывается по формулам:

$$X = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i, \quad (4.5)$$

$$Y = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y_i, \quad (4.6)$$

где X, Y - положение центра масс, N - число точек, принадлежащих объекту, X_i, Y_i - координаты текущей точки. Приведение информации о размере и положении объекта к реальным физическим масштабам осуществляется при помощи введения масштабного коэффициента. Для сферических объектов радиус

$$R = \sqrt{\frac{S}{\pi}}, \quad (4.7)$$

где S - площадь.

Концентрация пропорциональна отношению площадей

$$\varphi_S = \frac{S_{d,b}}{S_a}, \quad (4.8)$$

где S_a - площадь исследуемой области, $S_{d,b}$ - площадь капель (пузырьков), находящихся в ней. Переход к объемной концентрации осуществляется при помощи нормировочных коэффициентов, которые вычисляются следующим образом. Обозначим толщину лазерного ножа h . Предположим, что все пузырьки, видимые на изображении, полностью лежат в лазерном ноже, тогда объемная концентрация будет иметь вид:

$$\varphi_V = \frac{V_{d,b}}{V_a},$$

где V_a - объем исследуемой области, а $V_{d,b}$ - объем капель (пузырьков), находящихся в ней. Предположим, что пузырьки представляют собой сферы радиуса R , тогда отношение концентраций φ_V и φ_S запишется как:

$$\frac{\varphi_V}{\varphi_S} = \frac{\left(\frac{4}{3} \pi \sum_{i=1}^n R_i^3 \right) S_a}{\left(\pi \sum_{i=1}^n R_i^2 \right) S_a h} = \frac{4 \sum_{i=1}^n R_i^3}{3h \sum_{i=1}^n R_i^2},$$

где n - число капель (пузырьков) принадлежащих исследуемой области. Как видно из формулы нормировочный коэффициент определяется толщиной лазерного ножа и дисперсным составом [106] (см. Приложение А).

ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 4

- Разработана оптическая система, позволяющая переносить изображение высокого качества из труднодоступных мест в шаровых засыпках. Отличительные особенности системы: простота, вариативность параметров, дешевизна, что позволяет решать технические задачи наиболее эффективно.
- Разработан метод диффузного освещения, позволяющий определять геометрические параметры частиц дисперсной фазы в ряде оптических измерительных систем.

ГЛАВА 5 ПРИМЕНЕНИЕ СИСТЕМ ПОЛЕВОЙ ДИАГНОСТИКИ

Наиболее перспективными и востребованными в наше время являются системы полевой (панорамной) диагностики многофазных потоков. Несмотря на очевидные недостатки (низкое временное разрешение, затрудненный оптический доступ, невысокая точность и т.д.) информация, полученная такими методами, обладает наглядностью, позволяя сформировать мгновенную картину течения. В сочетании с методами математической статистики данные системы становятся мощным инструментом экспериментальной гидродинамики. В главе показано применение разработанных систем для диагностики ряда газожидкостных течений. Результаты проведенных исследований играют важную роль в оптимизации промышленных устройств.

5.1 Основы измерения скоростей по анализу изображения частиц (Particle Image Velocimetry)

Система PIV включает в себе нескольких структурных единиц: трассеры, импульсный/непрерывный световой источник, цифровая/пленочная фотокамера, устройство хранения и обработки информации. На рисунке 5.1 показана стандартная схема. Перед началом эксперимента в поток добавляются трассеры (мелкие частицы с плотностью равной плотности среды). Световое излучение, аноморфотной оптической системой, преобразуется в плоскость (световой нож), выделяя в потоке исследуемую область. Рассеянное трассерами излучение фиксируется пленочной или цифровой камерой. При использовании пленочных камер, проводится последующая оцифровка изображения. Трассеры, находящиеся в световом ноже, освещаются дважды. Временная задержка между импульсами зависит от средней скорости потока и увеличения оптической системы. Полагают, что трассеры во время между импульсами перемещаются равномерно.

Для обработки цифровое изображение разбивается на области называемые «расчетными». Вектор локального смещения для изображений трассеров на первом и втором кадре определяется для каждой расчетной области статистическими (авто- и кросскорреляционными) методами. Процесс обработки повторяется для всех расчетных областей изображений. С использованием современных фоточувствительных полупроводниковых матриц CCD-камер (1000×1000 и более чувствительных элементов) существует возможность записывать более 100 изображений в минуту. Высокоскоростная фиксация при помощи взаимодополняющих МОП-структур (CMOS) позволяет фиксировать изображения с частотой порядка килогерца. Расчет нескольких тысяч мгновенных векторов скорости (в зависимости от размера изображения и алгоритма обработки) занимает порядка секунды на стандартных компьютерах. Существуют коммерческие системы, которые позволяют проводить мониторинг потока в реальном времени [107].

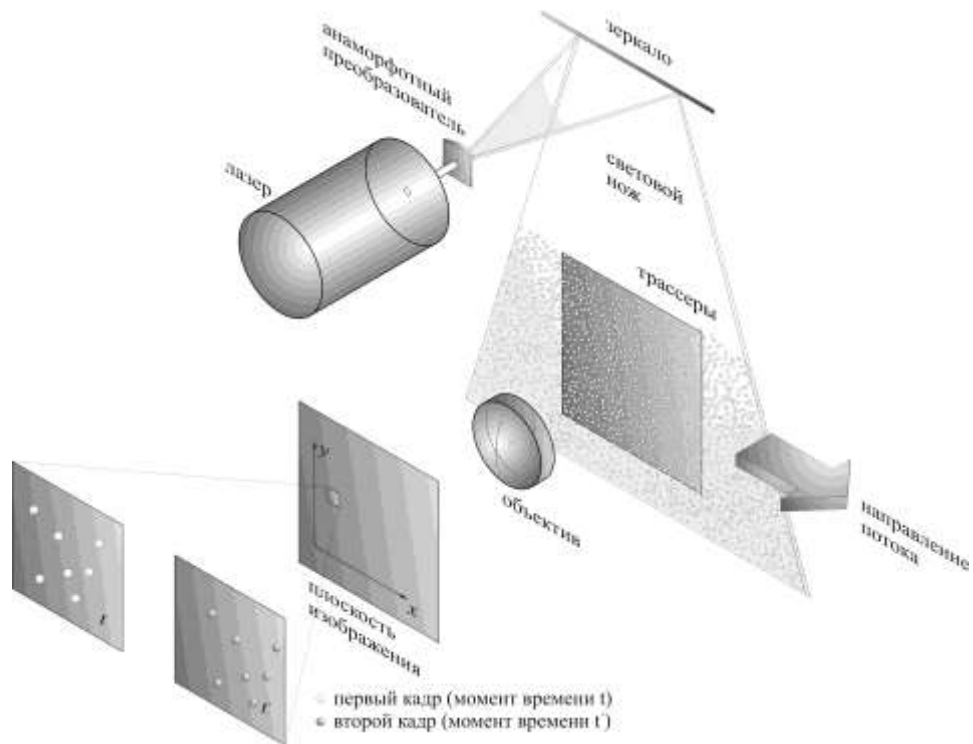


Рисунок 5.1 – Измерение скорости потока методом PIV.

5.2 Изучение пленочного течения жидкости в кубической упаковке шаров

Оптический метод компенсации пространственных искажений, рассмотренный в предыдущей главе, был успешно применен для исследования пленочного течения в кубической упаковке шаров. В качестве модели пористой среды использовалась регулярная упаковка стеклянных шаров. Схема рабочего участка приведена на рисунке 5.2. Рабочий участок моделировал один слой кубической упаковки. Системы, обладающие трансляционной симметрией, предпочтительны тем, что достаточно изучить течение только в одной ячейке. Результаты для остальных структурных элементов являются подобными. Жидкость подавалась через один или два инжектора с диаметрами выходных отверстий 2 мм. Инжекторы располагались на расстоянии 2 мм от поверхностей шаров, что обеспечивало равномерное растекание жидкости. Стеклянные шары диаметром 18 мм и коэффициентом преломления $n = 1.478$, помещались между двух плексигласовых пластин толщиной 10 мм. Инжекторы могли перемещаться в горизонтальном направлении, что позволяло обеспечить возможность исследования асимметрии подачи жидкости на структуру течения. Жидкость, подаваемая из оросителя, в виде пленки растекается по поверхности шара, и закономерности пленочного течения, как безволнового, так и волнового, могут быть описаны с применением широкого набора известных моделей течения жидких пленок [108]. В то же время структура течения внутри менисков в окрестности точек контакта шаров является наименее изученной в гидродинамическом смысле и для построения адекватных моделей гидродинамики и тепломассообмена в пористой среде необходима эмпирическая информация о распределениях скорости жидкости в этих зонах.

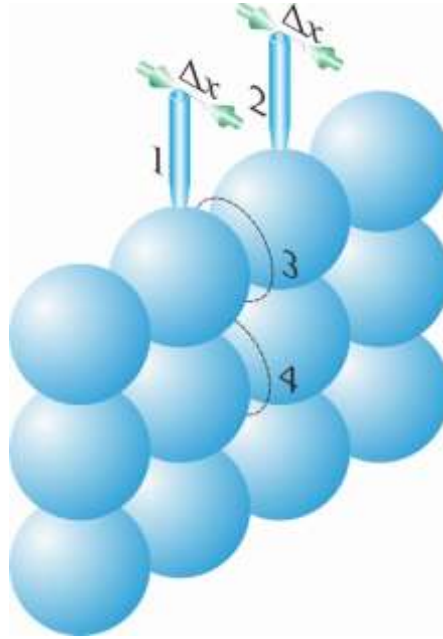


Рисунок 5.2 – Схема рабочего участка:

1,2 – капилляры; 3, 4-боковые точки контакта; Δx - смещение инжектора от оси симметрии.

Основным объектом исследования в настоящей работе являлся жидкий мениск в окрестности характерной боковой точки контакта шаров (зона 4 на рисунке 5.2). Очевидно, что провести измерения в данном объекте представляется возможным только при помощи бесконтактного метода, каковым, в частности, является метод PIV. Однако применение любого оптического метода в подобной системе с наличием большого количества поверхностей раздела фаз является технически сложной задачей. С целью устранения влияния границ раздела сред была применена, как часть диагностической системы, оптическая схема, предусматривающая использование в качестве элементов стеклянных шаров упаковки. Подробное описание данной оптической схемы приведено в гл. 4 или [104], где показано, что существует возможность устранения влияния границ раздела сред, при этом возникающие оптические искажения незначительны. Иммерсия в предметной плоскости практически не влияет на работу системы, что делает ее пригодной для использования в газовых и жидких средах. Таким образом, применяя крайние элементы шаровой упаковки в

качестве оптической системы, можно исследовать процессы, происходящие в кардинальных точках упаковки, а именно в окрестности точек контакта элементов.

Экспериментальное исследование включало в себя следующие этапы:

- Измерение поля скорости в окрестности характерной боковой точки контакта при различных расходах жидкости;
- Измерение поля скорости в боковой точке контакта при асимметричном расположении оросительного капилляра;
- Измерения поля скорости при асимметричном расходе при орошении упаковки из двух капиллярах.

На рисунке 5.3 изображена схема экспериментальной установки. Жидкость из бака постоянного уровня 1 через инжектор 4 подается в рабочий участок 5. Расход регулируется вентилем 2 и контролируется при помощи ротаметра 3. Изображение исследуемой области фиксируется камерой 7, записывается и анализируется системой обработки 8.

В качестве рабочих жидкостей использовались этиловый спирт и дистиллированная вода. В жидкость добавлялись трассеры – полые стеклянные сферы средним диаметром 10 мкм. Исследуемая область освещалась импульсным Nd:YAG – лазером (длина волны основной гармоники 1064 нм, использование нелинейного кристалла позволяет перевести излучение в видимый диапазон, при преобразовании во вторую гармонику 532 нм, энергия в импульсе 20 мДж, длительность импульса 10 нс). Пучок лазера при помощи анаморфотной системы преобразовывался в световой нож.

Съемка производилась с торца рабочего участка, причем крайняя пара шаров использовалась в качестве элементов сложного шарового объектива, который давал панорамное изображение исследуемой области. Полевой угол оптической системы составлял 68° , что позволяло проводить съемку области размерами 12×12 мм. Возникающие пространственные искажения

корректировались коллективом 6. Проведенная оценка дисторсии такой системы показывает, что погрешность в измерении скорости, связанная с пространственными искажениями не превышает 1% [104].

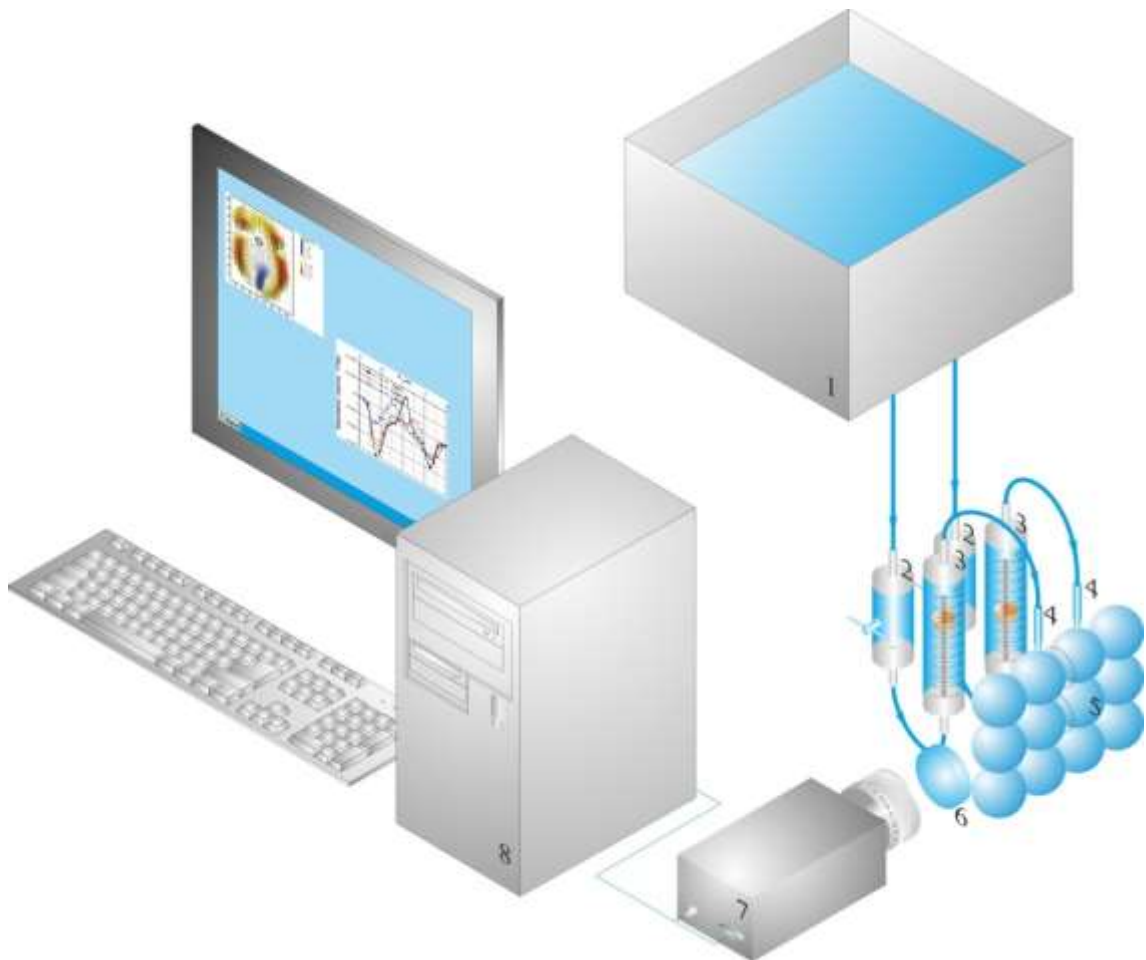


Рисунок 5.3 – Схема экспериментальной установки:

1 - бак постоянного уровня, 2 - вентили, 3- ротаметры; 4- инжекторы; 5 - рабочий участок; 6 – коллектив; 7- видеокамера; 8- система обработки.

Обработка полученных изображений точек контакта проводилась с использованием стандартного пакета Flow Manager 3.11. Область течения разбивалась на измерительные объемы, в каждом из которых при помощи корреляционных алгоритмов вычислялось наиболее вероятное смещение трассеров за промежуток времени между двумя вспышками лазерного ножа. С учетом 50 % перекрытия расчетных областей пространственная

разрешающая способность применяемой методики составила 0,27 мм/вектор [107].

В экспериментах по исследованию влияния расхода жидкости на течение в боковой точке контакта в качестве рабочей жидкости использовался этиловый спирт, обладающий меньшим, по сравнению с водой, краевым углом смачивания. Это давало возможность получать более стабильные картины течения при малых расходах жидкости, так как при этом не образуется сухих пятен. Расход жидкости в экспериментах варьировался от 0,5 мл/сек до 10 мл/сек.

В зависимости от расхода жидкости картина течения в окрестности боковой точки контакта может существенно изменяться (рисунки 5.4). При расходах жидкости порядка 0,5 мл/сек, что соответствует числу Рейнольдса для пленочного течения, приблизительно равному 6,0 (рисунок 5.4 а), наблюдается безвихревое обтекание точки контакта. Число Рейнольдса для пленочного обтекания одиночной сферы можно оценить по формуле

$$Re = \frac{Q}{2\pi R\nu}, \quad (5.1)$$

где Q - расход жидкости, R - радиус шара, ν – кинематическая вязкость.

За точкой контакта образуется застойная зона, где скорость жидкости мала. При расходах 0,85 – 2 мл/сек, $Re = 10,0 – 24,0$ (рисунок 5.4 б) в этой зоне формируется вихревая пара. В диапазоне $Q = 2 – 7$ мл/сек, $Re = 24,0 – 83,0$ (рисунок 5.4 в), вихревая пара становится неустойчивой, что проявляется в осцилляции вихрей, амплитуда которой растет с увеличением расхода. При дальнейшем повышении расхода, $Q > 7$ мл/сек, $Re > 83,0$ (рисунок 5.4 г), в плоскости, перпендикулярной плоскости наблюдения, начинается срыв жидкости, в виде стекающей между шарами свободной пленки.

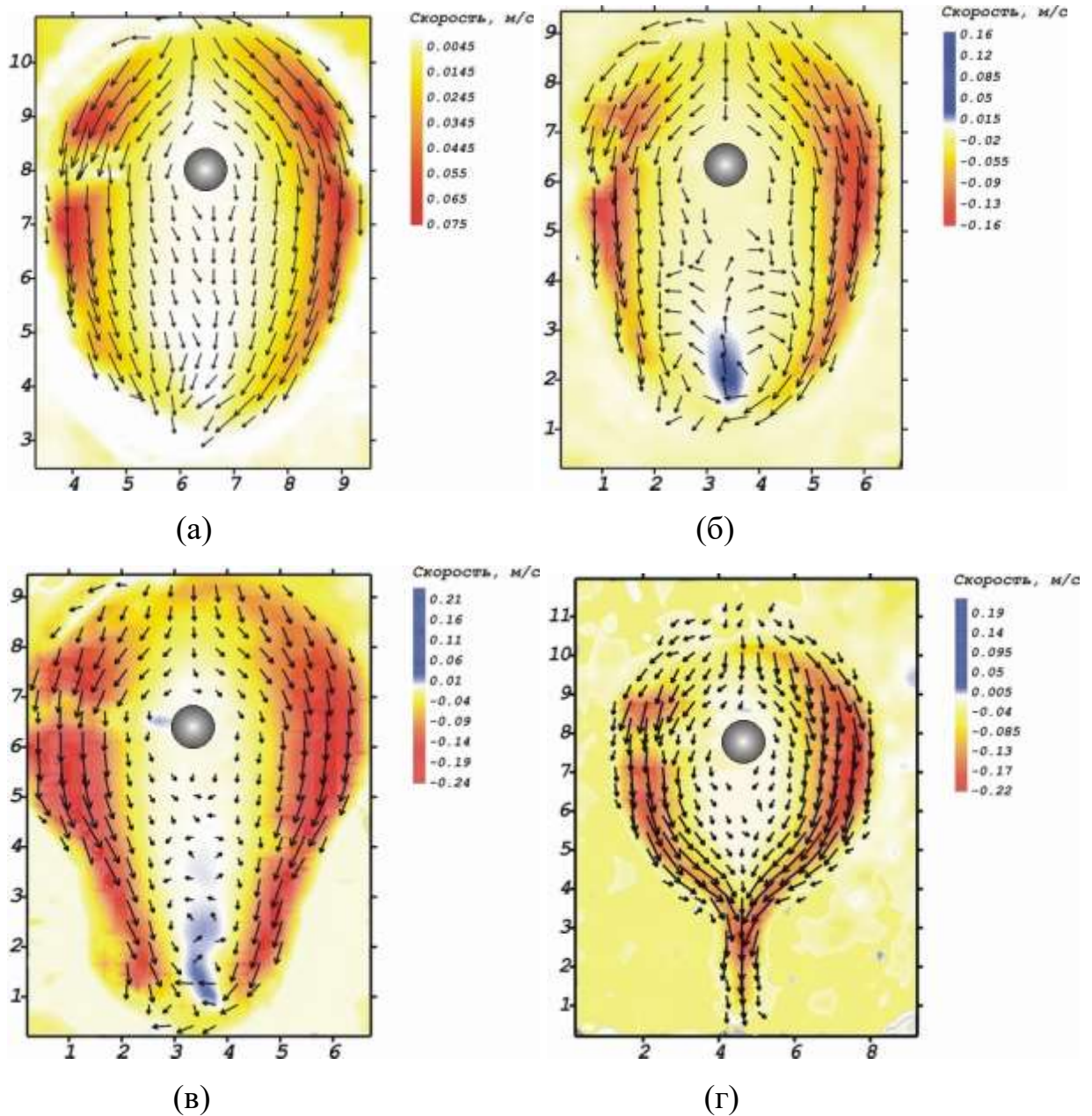


Рисунок 5.4 – Основные типы течений, наблюдаемые в характерной боковой точке при различных расходах. Рабочая жидкость – этанол.

Полученные закономерности показывают, что течение в мениске в окрестности точки контакта подобно по своей структуре обтеканию однородным потоком цилиндра или сферы (рисунки 5.5) [109]. Обтекание сферы как элемента дисперсной фазы имеет место в газок капельных и пузырьковых потоках, при этом граница обтекаемого тела также не является твердой. В нашем случае роль обтекаемого препятствия играет слой заторможенной жидкости в узком пространстве в непосредственной

окрестности точки контакта. Диапазон чисел Рейнольдса различных характерных режимов при обтекании цилиндра (рисунки 5.5), следующий. Безотрывное обтекание имеет место в диапазоне $Re < 10$ (рисунок 5.5 а), при $Re \sim 10$ начинается отрыв потока, и за нижней по потоку стороной цилиндра образуются два слабых вихря (рисунок 5.5 б). При числах $Re \sim 100$ течение становится нестационарным, и вихри срываются поочередно, образуя периодическую цепочку. При изучении однофазного фильтрационного течения в кубической засыпке Волковым и др. [98] устойчивые вихревые образования в застойной области были зарегистрированы для $Re < 100$.

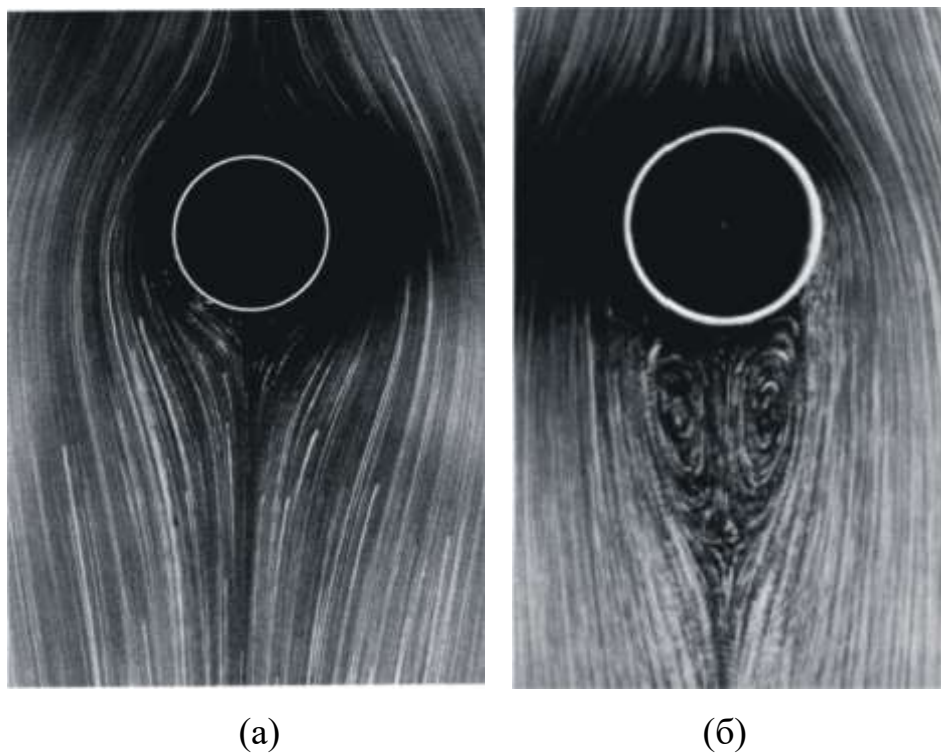


Рисунок 5.5 – Обтекание кругового цилиндра при различных числах Рейнольдса

(а) – $Re = 1,54$, (б) – $Re = 26$ [109].

Распределения скорости измерялись в плоскости, перпендикулярной ограничивающим пластинам и проходящей через точку контакта. Размер мениска был приблизительно равен 6 мм, толщина лазерного ножа не превышала 0,5 мм. Схема измерительной области изображена на рисунке 5.6, там же показаны положения сечений, для которых приводятся измеренные

при помощи метода PIV осредненные профили скорости. Сечение “А” расположено выше точки контакта на 1 мм, сечение “В” проходит через центры вихревых структур.

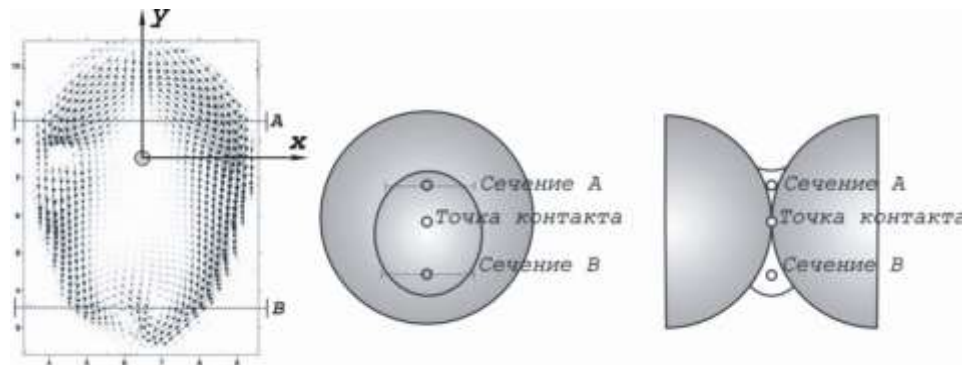


Рисунок 5.6 – Положение исследуемых сечений.

На рисунках 5.7 а, б показаны распределения осредненной продольной составляющей скорости для сечений “А” и “В” соответственно (изображена половина сечения с границей – осью симметрии, проходящей через точку контакта). Профили приведены для трех расходов жидкости - $Q = 0,5, 1,2$ и 8 мл/сек. Значения скорости нормированы на среднерасходную скорость, определяемую как

$$V_{\max} = \frac{Q}{\pi r^2}, \quad (5.2)$$

где r – радиус инжектора.

Уменьшение относительной максимальной продольной скорости в сечении “А” с ростом расхода обусловлено перестройкой течения – с увеличением общего расхода жидкости расход через зону мениска возрастает незначительно, и основная часть жидкости растекается по боковой поверхности шара. Тем самым показано, что область мениска обладает достаточно высоким гидравлическим сопротивлением и, в этом смысле является достаточно консервативной зоной с точки зрения структуры течения.

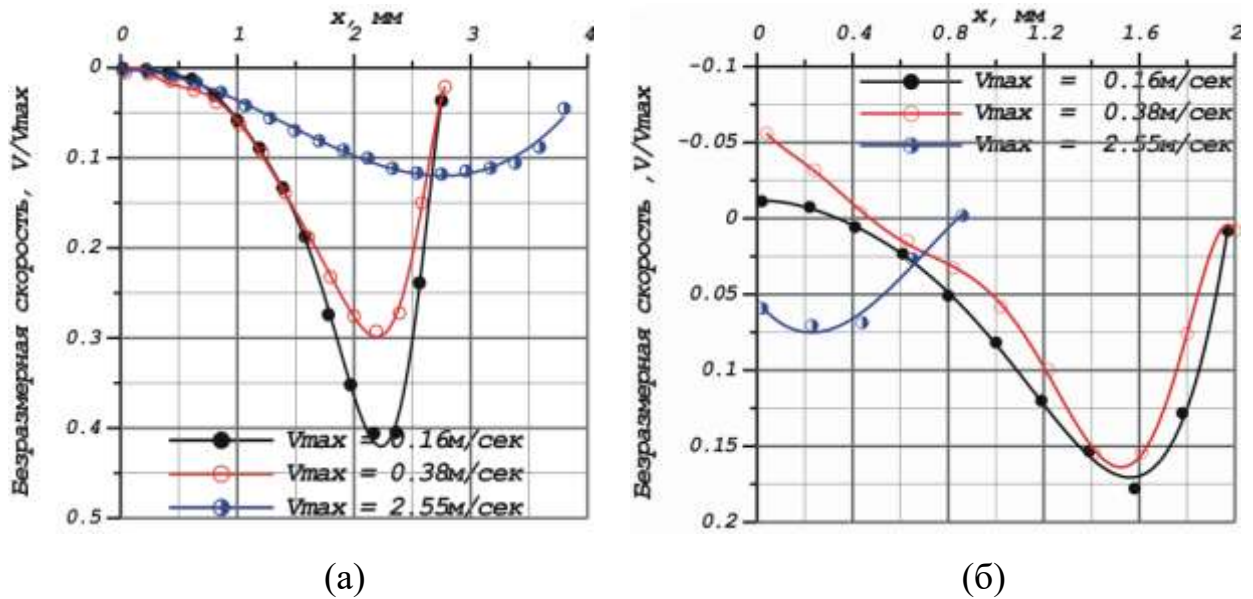


Рисунок 5.7 – Зависимость относительной скорости от расхода жидкости. (а) - продольная компонента скорости в поперечном сечении "А", (б) - продольная компонента скорости в поперечном сечении "В".

Распределения скорости в сечении "В" иллюстрируют смену режимов. При малых расходах, соответствующих рисунку 5.4 а, $Q = 0,5$ мл/с ($V_{max} = 0,16$ м/с) наблюдается начало перехода к режиму с образованием вихревой пары. Режим с $Q = 1,2$ мл/с ($V_{max} = 0,38$ м/с) характеризуется наличием явно выраженного вихря (см. рисунок 5.4 б). Наконец, режим со струйным срывом пленки $Q = 8,0$ мл/с ($V_{max} = 2,55$ м/с) характеризуется соответствующим распределением скорости с максимумом вблизи оси симметрии мениска (см. рисунок 5.4 г).

На практике кубическая упаковка встречается редко. Для жидкости, попадающей в зону точки контакта, различие в общей структуре шаровой засыпки проявляется в смещении точки орошения, которая в кубической упаковке находится строго в верхнем положении. Еще одним способом моделирования реальной некубической упаковки является несимметричное орошение. Подобные условия можно реализовать, изменяя положение инжектора относительно верхней точки шара, а также подавая различные расходы на два соседних шара.

Исследуем влияние положения инжектора на течение в окрестности точки контакта. На рисунках 5.8 приведены поля скоростей для трех характерных положений инжектора: симметрично расположенного (рисунок 5.8 б) и смещенного на 1 мм в одну и другую стороны (рисунки 5.8 а и 5.8 в, соответственно).

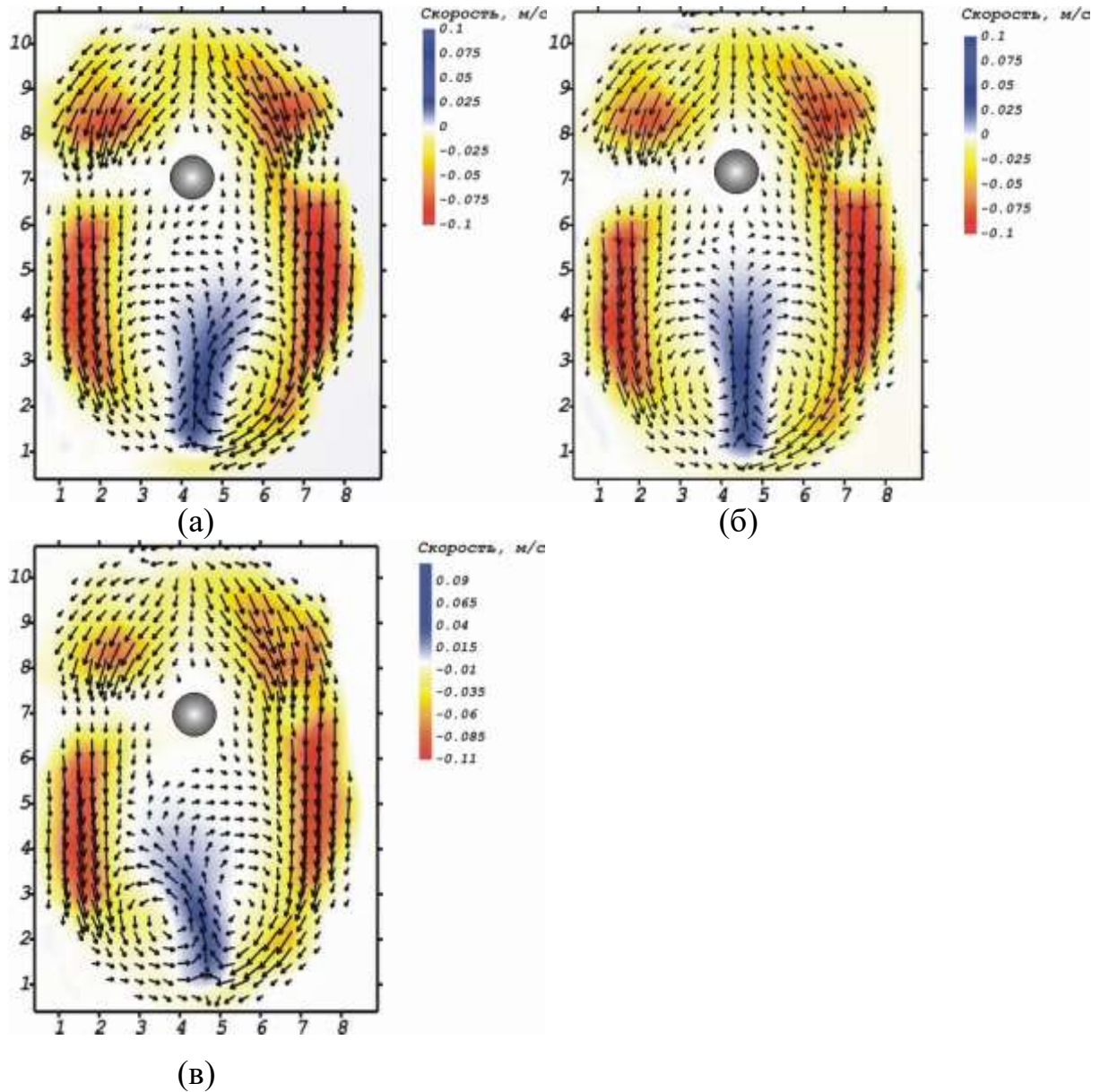


Рисунок 5.8 – Поля скорости при отклонении положения инжектора от оси симметрии. Расход жидкости – 2 мл/сек ($V_{\max} = 0,64$ м/сек), рабочая жидкость – вода. (а) – $x = -1$ мм, (б) – $x = 0$ мм, (в) – $x = +1$ мм.

В качестве наиболее показательного выбран режим с устойчивыми вихревыми образованиями. Анализ полей скорости показывает, что даже

небольшие смещения инжектора приводят к нарушению симметрии вихревой пары. Рисунок 5.9 а демонстрирует изменение распределений продольной компоненты скорости в сечении “А”. Асимметрия орошения вносит изменения в интегральный расход жидкости в области над точкой контакта. Эффект смещения вихревой пары хорошо виден на рисунке 5.9 б, где представлены распределения скорости в сечении “В” для трех характерных положений инжектора относительно оси системы (без смещения, а также со смещением +3 мм и –3 мм). При дальнейшем увеличении асимметрии орошения вихревые структуры разрушаются.

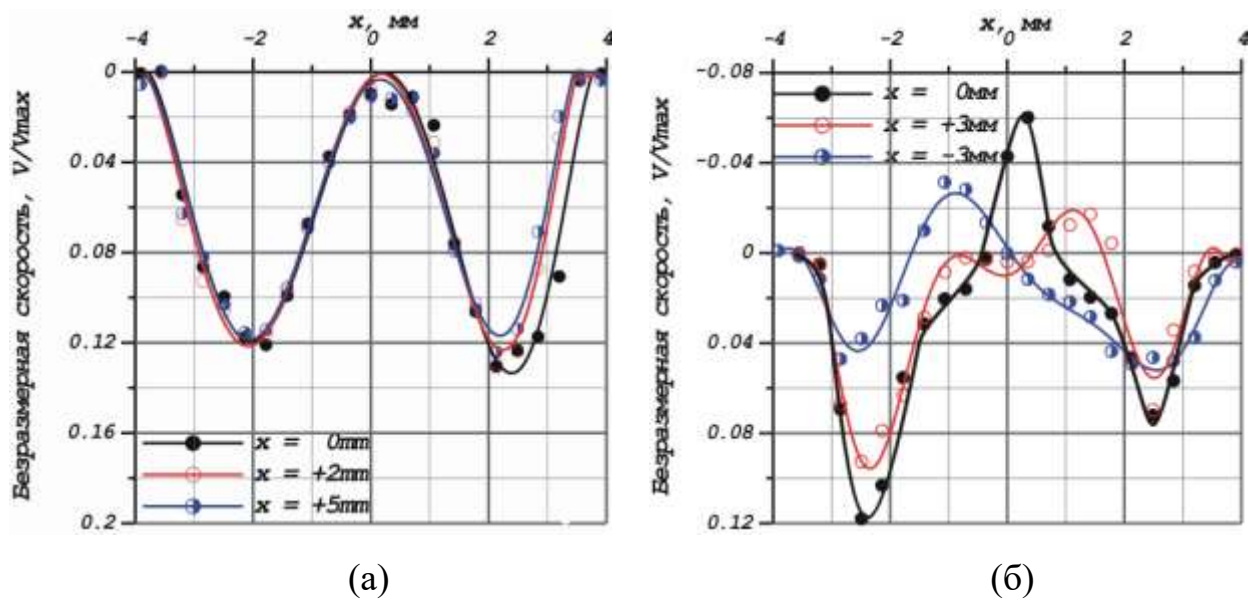


Рисунок 5.9 – Профили скорости в мениске для различных условий орошения. Смещение инжектора. (а) - продольная компонента скорости в поперечном сечении “А”, (б) - продольная компонента скорости в поперечном сечении “В”.

Другая реализация асимметричного орошения моделировалась при помощи пары инжекторов, подающих рабочую жидкость на смежные элементы шаровой упаковки. На рисунках 5.10 приведены поля скоростей для различного соотношения расходов через инжекторы. Распределения практически совпадают с картинами течения, представленными на рисунках 5.4.

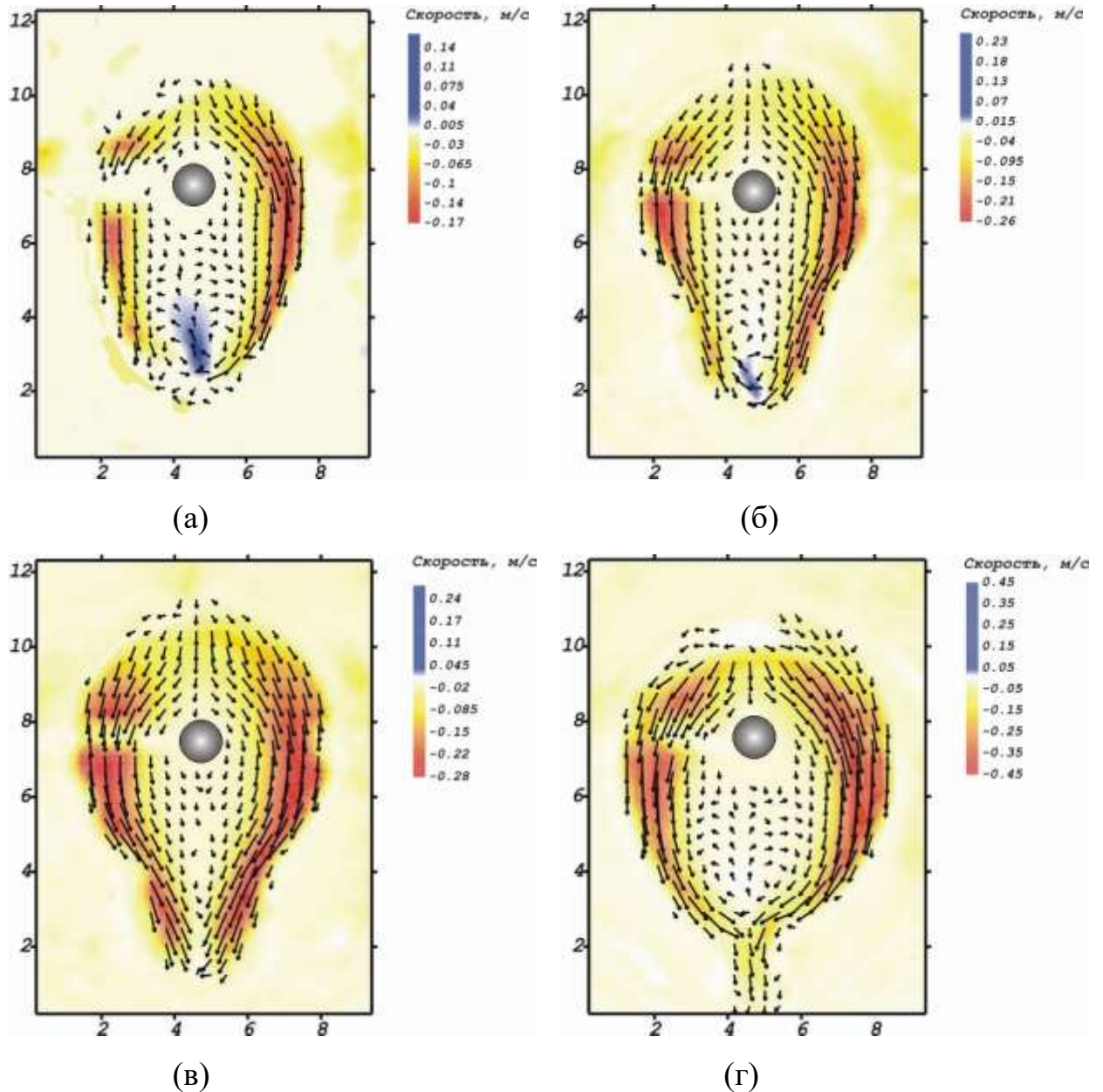


Рисунок 5.10 – Поля скоростей в окрестности боковой точки контакта при различных расходах жидкости на смежных элементах. (а) – 0,5 / 0,5 мл/сек, (б) – 1,0 / 1,0 мл/сек, (в) – 1,0 / 2,0 мл/сек, (г) – 1,0 / 5,0 мл/сек.

Профили скорости для сечений “А” и “В” приведены на рисунках 5.11. Вид их также аналогичен распределениям для орошения через один инжектор с некоторым лишь количественным отличием. Таким образом, можно заключить, что структура течения в мениске определяется, главным образом, суммарным расходом из смежных инжекторов и не зависит от отношения расходов [110].

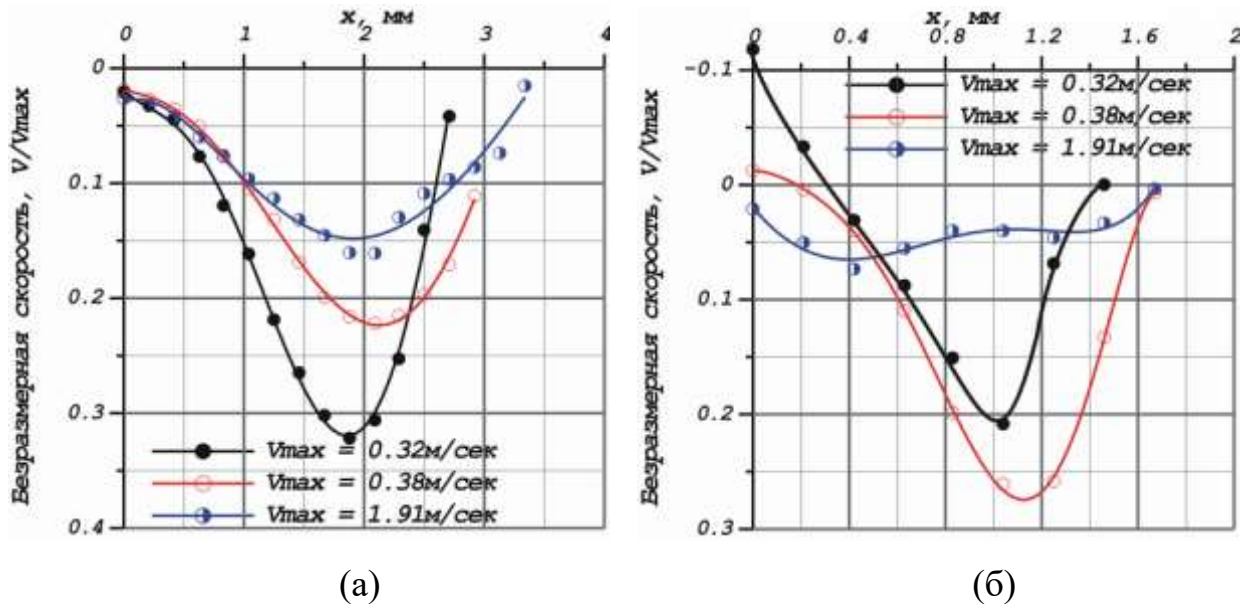


Рисунок 5.11 – Профили скорости в мениске для различных условий орошения. Несимметричного орошения из двух инжекторов. (а) - продольная компонента скорости в поперечном сечении “А”, (б) - продольная компонента скорости в поперечном сечении “В”.

5.3 Движение пленки жидкости по одиночной сфере

Течение пленки жидкости по сферической поверхности встречается в промышленных установках: абсорберах, конденсаторах, химических и биологических реакторах, поэтому их изучению посвящено значительное количество экспериментальных и теоретических работ [108, 111–112], однако, вплоть до настоящего времени ряд вопросов, касающихся течения пленки по сложным поверхностям остается открытым. В качестве примера, можно привести движение пленки по поверхности сферы при больших числах Рейнольдса, когда значения, предсказываемые теоретическими моделями [108, 111], существенно отличаются от практики. Для изучения пленочного обтекания сферы был создан экспериментальный стенд, изображенный на рисунке 5.12. Жидкость из бака постоянного уровня 1 проходила через вентиль 2, ротаметр 3, инжектор 4 и в виде тонкой пленки растекалась по сфере 5. Внутренний диаметр инжектора 2 мм. Изображение

сферы фиксировалось CCD – камерой (3200×2400 пикселей) 6 и обрабатывалось системой 7.

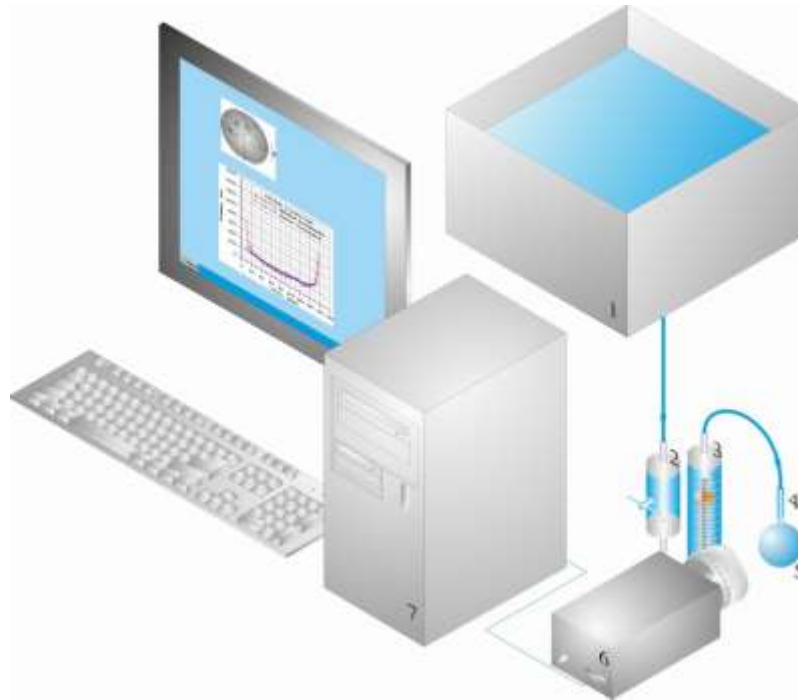


Рисунок 5.12 – Схема экспериментальной установки.

Толщина пленки измерялась посредством обработки изображения, основные стадии которой показаны на рисунке 5.13.

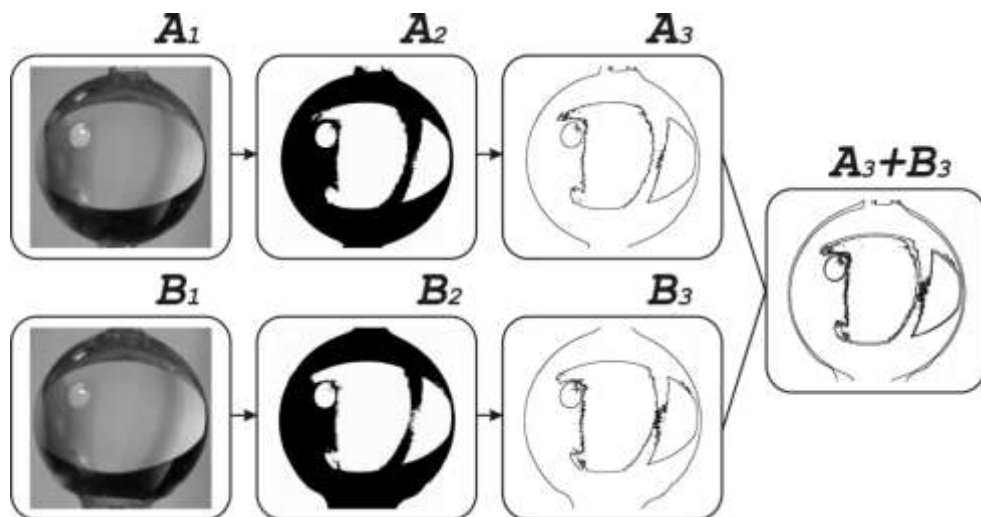


Рисунок 5.13 – Схема метода используемого для измерения толщины пленки. В первую очередь проводилась съемка сферы без пленки, кадр A_1 . Затем без сдвига камеры производились снимки сферы с текущей по ней пленкой B_1

при различных расходах жидкости. Полученные изображения контрастировались и определялось положение границ (рисунок 5.13, кадры A_2, B_2, A_3, B_3) [23]. Далее изображения A_3 и B_3 складывались. Измерение расстояния между границами гл. 4 [76] позволило определить толщину пленки при заданной угловой координате. Начало отсчета угловой координаты располагалось в точке инъекции (верхняя часть сферы). Отдельно измерялись толщины в правом и левом полушариях (рисунок 5.14).

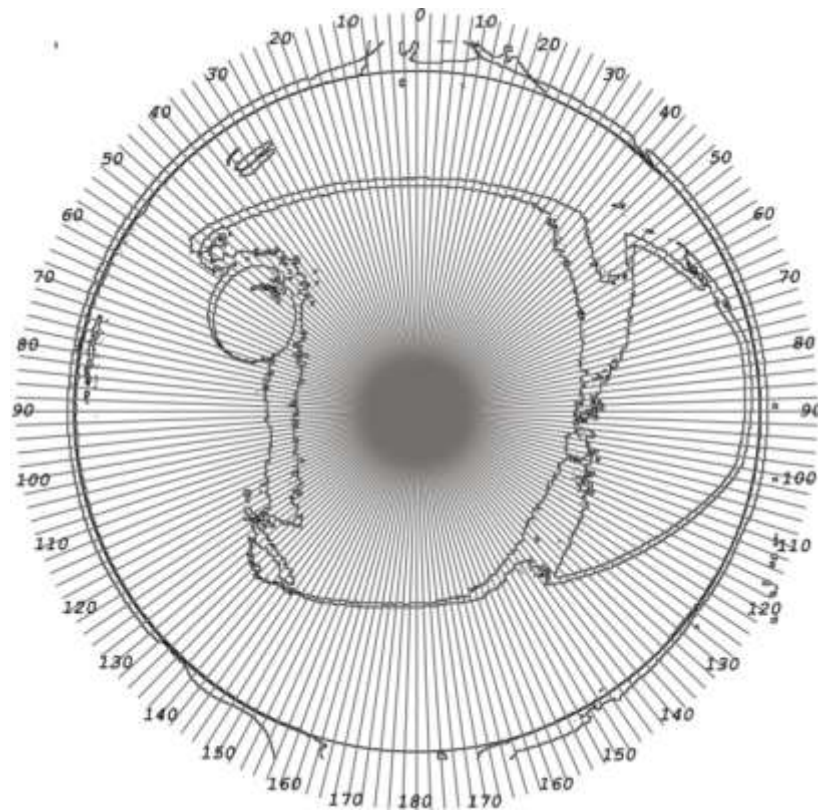
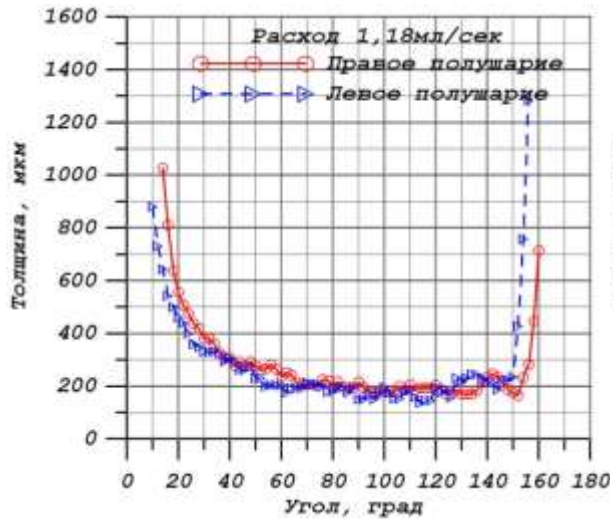
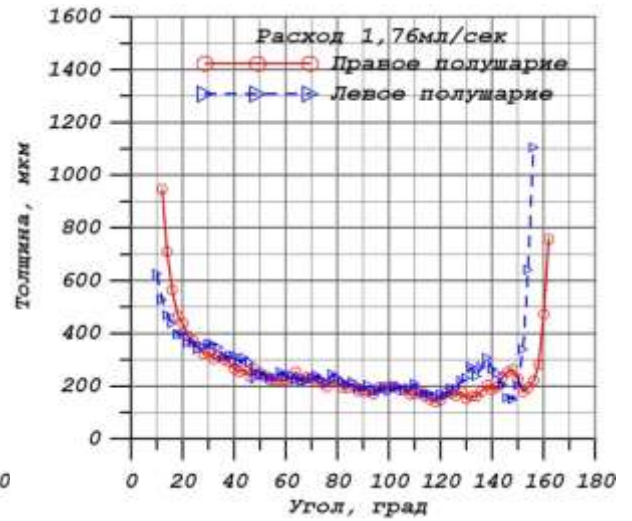


Рисунок 5.14 – Измерение толщины пленки.

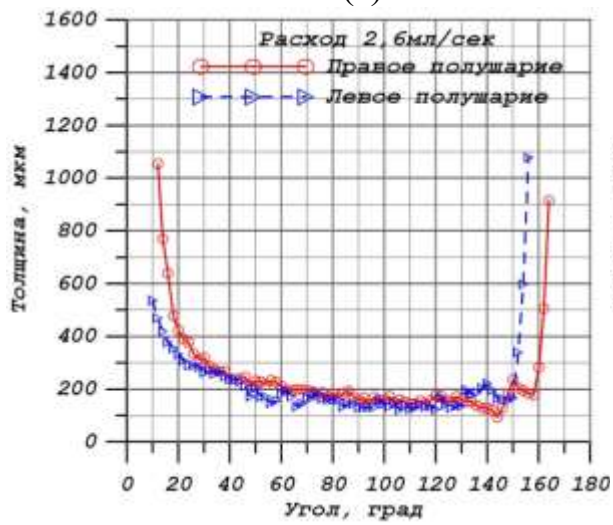
В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Расходы изменялись в диапазоне 1,18 – 6,95 мл/сек, что соответствовало числам Рейнольдса 20 – 123 (5.1). На рисунках 5.15 (а – з) приведены зависимости толщины пленки от угла при различных расходах жидкости.



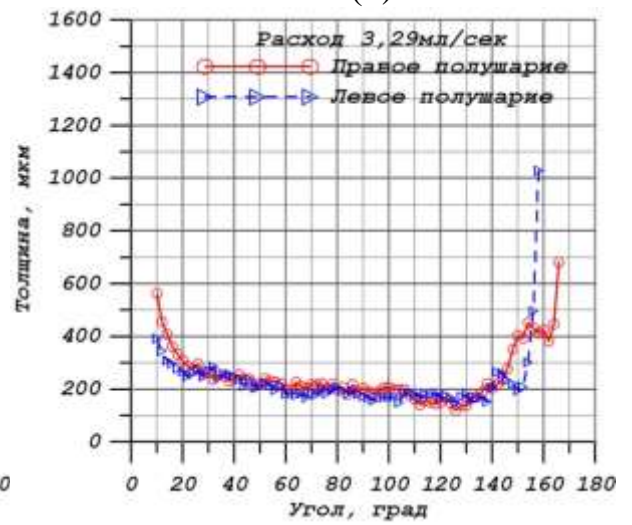
(а)



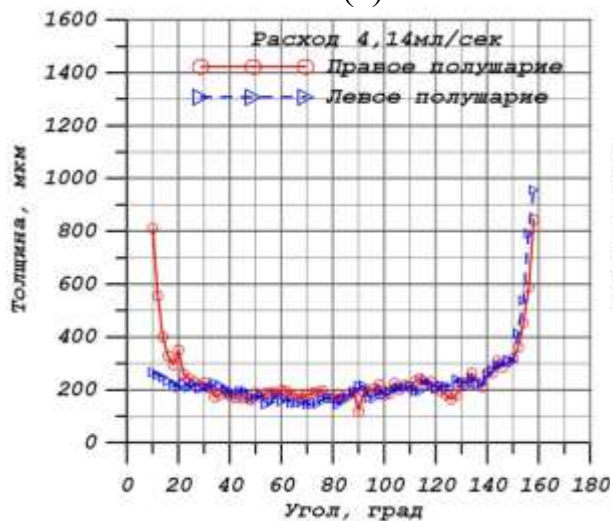
(б)



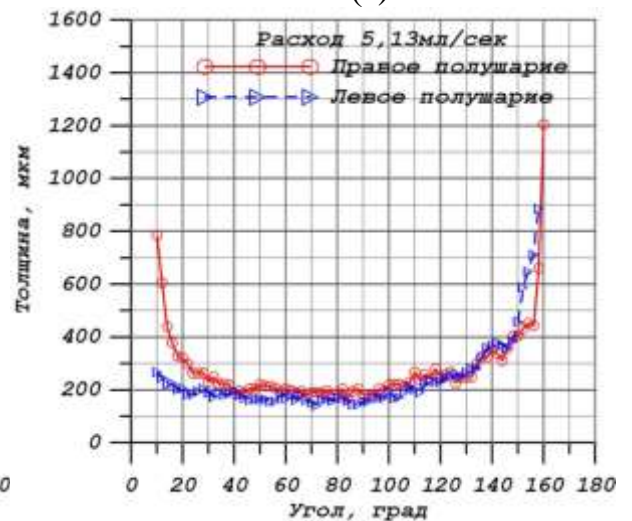
(в)



(г)



(д)



(е)

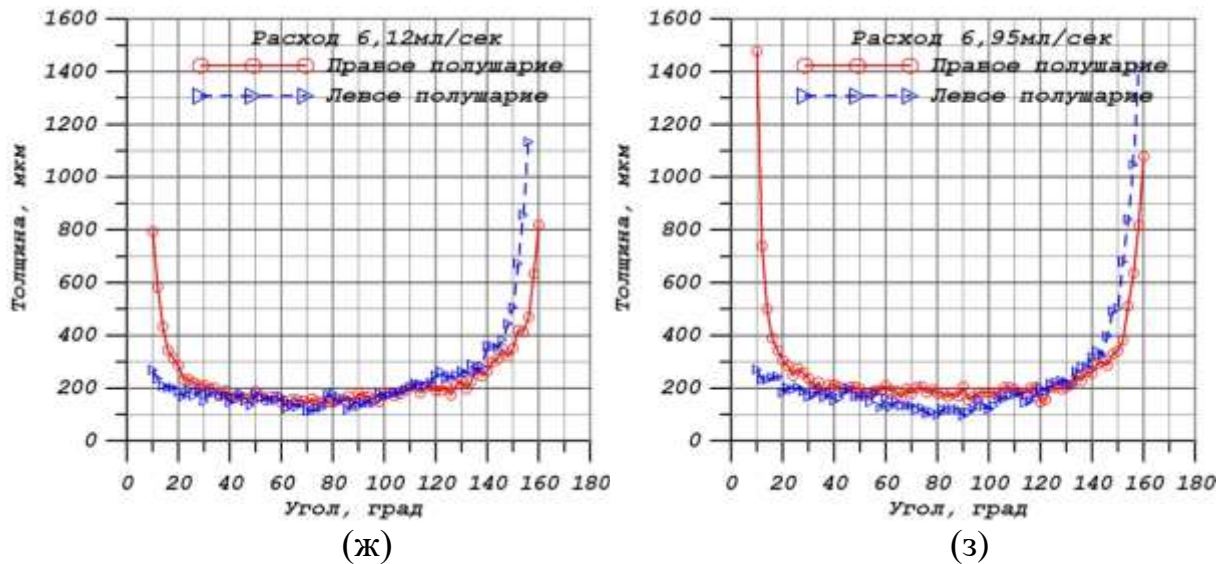


Рисунок 5.15 – Зависимость толщины пленки от угла.

Пленочное обтекание одиночной сферы при малых числах Рейнольдса

В работах [108, 111] приводится теоретическая зависимость толщины пленки от угловой координаты, полученная в приближении Нуссельта. Данная формула хорошо работает в случае низких чисел Рейнольдса. В работе [112] авторы пытаются найти более точное решение, моделируя течение по сферической поверхности течением пленки на плоскости, в приближении малой кривизны. Ими получены поправки к формуле [111], однако данное решение не распространяется на случай больших толщин пленки. Проведем исследование течения пленки жидкости по сферической поверхности при низких числах Рейнольдса и больших толщинах пленки.

Для описания пленочного обтекания поверхностей сложной формы несжимаемой вязкой жидкостью используются уравнения Навье-Стокса и неразрывности с учетом массовых сил

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \text{grad}(p) + \frac{\eta}{\rho} \Delta \vec{u} + \vec{f}, \quad (5.3)$$

$$\text{div}(\vec{u}) = 0. \quad (5.4)$$

Для установившегося течения

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = 0.$$

Кроме того, используется граничное условие прилипания жидкости к обтекаемой поверхности $u = 0$ (на поверхности обтекаемого тела) и $\partial u / \partial n = 0$ на свободной поверхности текущей жидкости. Здесь \vec{n} - нормаль к свободной поверхности.

Исследуем обтекание сферической поверхности в условиях действия массовой силы \vec{f} , обусловленной наличием силы тяжести. Тогда $\vec{f} \equiv \vec{g}$, где \vec{g} - ускорение силы тяжести. Расход жидкости задается вариацией давления на выходе инжектора.

Согласно рисунку 5.16, R – радиус обтекаемой сферы. Для удобства воспользуемся сферической системой координат (r, θ, φ) . Полярный угол θ отсчитывается от вертикальной оси симметрии, φ - азимутальный угол. Когда течение пленки симметрично относительно вертикальной оси совпадающей по направлению с \vec{g} , при малых расходах жидкости, считаем, что $u_\varphi \neq 0$.

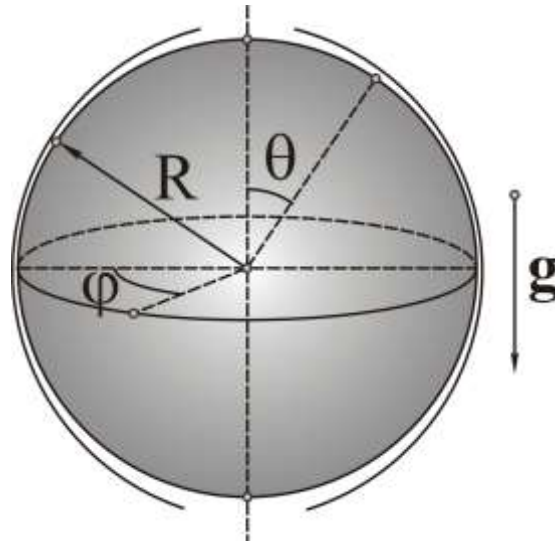


Рисунок 5.16 – Течение пленки жидкости по поверхности сферы.

Таким образом, $u_\varphi = 0$ и, кроме того, для маловязких жидкостей $u_r \ll u_\theta$. Тогда можно ограничиться расчетом поведения только u_θ компоненты вектора скорости. Эта компонента является наиболее важной,

так как в случае $u_\varphi = 0$ определяет все физические процессы, связанные с течением пленки по поверхности сферы. В частности u_θ определяет эффективность тепломассопереноса в каталитических системах теплообмена.

Уравнение Навье-Стокса (5.3) эквивалентно системе трех уравнений, каждое из которых описывает поведение одной из компонент вектора скорости. Уравнения (5.3) и (5.4), описывающее поведение u_θ в сферической системе координат для стационарного случая будут иметь вид:

$$u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_\varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\theta}{\partial \varphi} + \frac{u_r u_\theta - u_\varphi^2 \operatorname{ctg} \theta}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \varphi^2} - \frac{u_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{2 \cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} \right] + g \sin \theta, \quad (5.5)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (u_\theta \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} = 0. \quad (5.6)$$

При условии, что $u_\varphi = 0$, $\partial u_r / \partial \varphi = 0$ и $\partial p / \partial \theta = 0$, уравнения упрощаются и приобретают вид:

$$u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} = \nu \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right) - \frac{u_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right] + g \sin \theta, \quad (5.7)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (u_\theta \sin \theta) = 0. \quad (5.8)$$

В полученных уравнениях присутствуют конвективные слагаемые, которые меняются пропорционально u_θ^2 либо пропорционально $u_\theta u_r$. В то же время Δu_i обладает свойством линейности ($\Delta \alpha u_i = \alpha \Delta u_i$) и слагаемые, порожденные оператором Лапласа, изменяются пропорционально u_i . В случае пленочного обтекания поверхностей при малом расходе вязкой жидкости влиянием конвективных членов можно пренебречь, тогда уравнения (5.7) и (5.8) упрощаются:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right) - \frac{u_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{g}{\nu} \sin \theta = 0 \quad (5.9)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (u_\theta \sin \theta) = 0. \quad (5.10)$$

Учитывая, что $u_r \ll u_\theta$ и u_θ – плавная функция угла при большом, по сравнению с толщиной пленки h_0 , радиусе шара R ($R \gg h_0$) слагаемыми, не содержащими производных по r , можно пренебречь. Тогда уравнение (5.9) приобретает простой вид

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) = -\frac{g}{\nu} \sin \theta. \quad (5.11)$$

Интегрирование уравнения приводит к соотношению

$$\nu r^2 \frac{\partial u_\theta}{\partial r} = -\frac{g \sin \theta (r^3 - R^3)}{3} + C. \quad (5.12)$$

При $r = R + h_0$, $\partial u / \partial r = 0$. Отсюда

$$C = \frac{g \sin \theta}{3} \left[(R + h_0)^3 - R^3 \right]. \quad (5.13)$$

Интегрируя уравнение (5.12) от R до r приходим к зависимости $u_\theta(r, \theta)$

$$\begin{aligned} u &\approx -\frac{g \sin \theta}{6\nu} (r^2 - R^2) - \frac{g \sin \theta}{\nu} (R^2 h_0 + R h_0^2) \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right] + C_1 = \\ &= \frac{g \sin \theta}{6\nu} (R^2 - r^2) - \frac{g \sin \theta}{\nu} (R^2 h_0 + R h_0^2) \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{r} \right] + C_1. \end{aligned} \quad (5.14)$$

При малой толщине пленки $h_0 \ll R$, r удобно представить в виде $r = R + h$, где h – текущее расстояние от поверхности шара до выбранной точки потока. Тогда

$$u = \frac{g \sin \theta}{\nu} \left[-\frac{2hR - h^2}{6} - \frac{(R + h_0)^3}{3} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right) \right] + C_1 \quad (5.15)$$

$r = R$, $u = 0$, $C_1 = 0$, $r + R = h$, $h \ll R$. Отбрасывая слагаемые, содержащие множители $(h/R)^n$ ($n = 1, 2, \dots$) ввиду малости получим:

$$u \approx \frac{g \sin \theta}{\nu} \left(h h_0 - \frac{h^2}{2} \right). \quad (5.16)$$

Для определения толщины пленки при малых расходах с оговоренными условиями, накладываемыми на соотношение R и h_0 определим расход q при данном u .

$$q = 2\pi R \sin \theta \int_R^{r_0} u(r) dr = -\frac{2\pi R \sin \theta \cdot g \sin \theta}{6\nu} \times \left[\int_R^{r_0} (r^2 - R^2) dr + 2(R + h_0)^3 \int_R^{r_0} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right) dr \right]. \quad (5.17)$$

Здесь $r_0 = R + h_0$ – верхний предел, совпадающий с координатой свободной поверхности. Проводя интегрирование и пренебрегая членами, малыми по сравнению с h_0^3 , получим

$$Q = \frac{2\pi R g \sin^2 \theta}{3\nu} h_0^3. \quad (5.18)$$

Отсюда получается известная формула Дэвидсона и Гуллена [111] для толщины пленки h_0

$$h_0 = \left(\frac{3\nu Q}{2\pi R g \sin^2 \theta} \right)^{1/3}. \quad (5.19)$$

Исследуем режимы обтекания, которые могут быть описаны формулами (5.18) и (5.19). Допустим, что $R = 10$ мм и $\nu = 10^{-6}$ м²/с. Тогда, согласно (5.5) формулы справедливы для условия

$$\frac{\nu}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) \gg \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta}. \quad (5.20)$$

Принимая, что $\partial u \sim u$ в приближении, $\partial r \sim 5 \cdot 10^{-4} u^{1/2}$, $\partial \theta \sim 1$, $r \sim R$. $\partial r \sim h_0$ может быть оценено из формулы (5.16). Полагая $h = h_0$, получаем $h_0 \sim \sqrt{2\nu u / g}$, $h_0 \sim 0,5 \cdot 10^{-3} \sqrt{u} \sim \delta r$. Тогда

$$\frac{\nu}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) \sim u,$$

$$\frac{10^{-6}}{10^{-2}} \frac{10^{-4} u}{(0,5 \cdot 10 \sqrt{u})^2} \sim \frac{4 \cdot 10^{-10}}{4 \cdot 10^{-2} \cdot 0,25 \cdot 10^{-6}} \sim 4 \cdot 10^{-2}.$$

Следовательно, $u^2 \ll 4 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}^2$ или $u \ll 2 \cdot 10^{-1} \text{ м/с}$. Это значение скорости соответствует толщине пленки $h_0 \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}$, при расходе $Q \approx 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$. Таким образом, формула Дэвидсона и Гуллена работает при расходе меньшем 2 мл/с. На рисунке 5.17 приведено сравнение экспериментально полученных значений толщины пленки при обтекании шара радиусом 9 мм (расход $Q = 1,2 \text{ мл/с}$, $Re = 16,6$, жидкость – дистиллированная вода) [113] с теоретическими значениями (5.19). В диапазоне углов $90^\circ > \theta > 40^\circ$ согласие хорошее. При $\theta < 40^\circ$ наблюдается отклонение от теории, связанное, скорее всего, с влиянием питателя, несовершенством экспериментальной установки (крепление шара в области стока) и возможной зависимостью u_θ от φ .

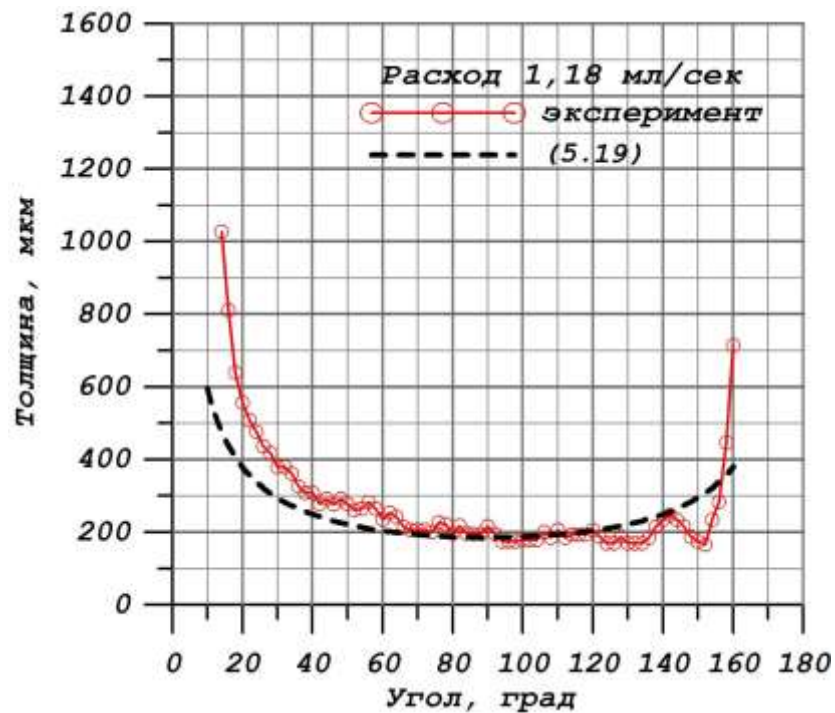


Рисунок 5.17 – Зависимость толщины пленки h_0 жидкости от угла θ для $Re = 16$ и $R = 9 \text{ мм}$ [113].

Пленочное обтекание одиночной сферы при высоких числах Рейнольдса.

Исследуем пленочное течение при расходах больших 2 мл/сек. Очевидно, приближение, при котором будут справедливы оценки для больших расходов, описываются неравенством $u \gg 2 \cdot 10^{-1} \text{ м/с}$. При такой скорости обтекания члены в уравнении (5.5) порожденные лапласианом

векторной величины и умноженные на вязкость вносят малый вклад и ими можно пренебречь по сравнению с конвективными членами. Тогда уравнения Навье-Стокса переходят в уравнения Эйлера, а для стационарного случая для расчета скорости можно воспользоваться уравнением Бернулли

$$\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz = \text{const} = C \quad (5.21)$$

В сферической системе координат (r, θ, φ) с центром, совпадающим с центром обтекаемой сферы, получим

$$\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gr \cos \theta = C. \quad (5.22)$$

В верхней точке обтекаемой сферы $\theta = 0$ и $r = R$. u^2 – квадрат модуля скорости равен u_0^2 . $p = p_0$ – давление на свободной поверхности, равно атмосферному давлению p_0 . Согласно сказанному

$$\frac{u^2(\theta)}{2} + \frac{p_0}{\rho} + gr \cos \theta = \frac{u_0^2}{2} + \frac{p_0}{\rho} + gR. \quad (5.23)$$

Отсюда

$$u^2(\theta) = u_0^2 + 2(gR - gr \cos \theta), \quad (5.24)$$

или

$$u(\theta) = \sqrt{u_0^2 + 2(gR - gr \cos \theta)}. \quad (5.25)$$

Здесь мы пренебрегаем зависимостью давления внутри пленки жидкости от толщины слоя внутри пленки, создающего дополнительное давление $\rho g [h_0(\theta) - r + R] \cos \theta$ ввиду малости толщины пленки по сравнению с R . Здесь $h_0(\theta)$ – толщина пленки жидкости. Определим $h_0(\theta)$ воспользовавшись постоянством расхода жидкости Q для любого θ

$$\begin{aligned} Q &= \int_R^{R+h_0} 2\pi R u(r) \sin(\theta) dr = \frac{4\pi R \sin \theta}{3(-2g \cos \theta)} \left[u_0^2 - 2gR - 2gr \cos \theta \right]^{3/2} \Big|_R^{R+h_0} = \\ &= 2\pi R \sin \theta \left[u_0^2 + 2gR(1 - \cos \theta) \right]^{1/2} h_0. \end{aligned} \quad (5.26)$$

Отсюда,

$$h_0 = \frac{Q}{2\pi R \sin \theta \left[u_0^2 + 2gR(1 - \cos \theta) \right]^{1/2}}. \quad (5.27)$$

В эксперименте по пленочному обтеканию расход Q регулируется изменением скорости истечения жидкости из питателя u_0 . При пленочном обтекании сферы питатель – цилиндрическая трубка, расположенная от шара на расстоянии b . Из выражения (5.27) видно, что при достаточно большой скорости истечения u_0 вклад второго слагаемого под корнем становится малым. Тогда

$$Q \approx 2\pi R \sin(\theta) h_0 u_0 \left[1 + \frac{gR(1 - \cos \theta)}{u_0^2} \right]. \quad (5.28)$$

При постоянной скорости истечения из питателя u_0 расход Q определяется выражением $Q = \pi d_{num} b u_0$, где d_{num} – диаметр питателя. Тогда

$$h_0 = \frac{Q \pi d_{num}}{2\pi Q R \sin \theta} \left[1 - \frac{gR(1 - \cos \theta)}{u_0^2} \right] = \frac{d_{num} b}{2R \sin \theta} \left[1 - \frac{gR(1 - \cos \theta)}{u_0^2} \right]. \quad (5.29)$$

Оценим скорость пленочного потока для расхода 1 мл/с. Толщина пленки h_0 при этом согласно (5.19) для $\theta = \pi/2$, $Q = 1$ мл/с, $\nu = 10^{-6}$ м²/с

$$h_0 = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-6}}{6,28 \cdot 9 \cdot 10^{-3} \cdot 9,81}} = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot 10^{-9}}{5,54 \cdot 10^2}} = 0,176 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 176 \text{ мкм}.$$

Полученные формулы (5.27) и (5.29) качественно описывают поведение толщины пленки при расходах $\gg 2$ мл/с.

Как видно из формулы при $u_0 \geq 2$ мл/с и $R = 9$ мм, $2gR/u_0^2 \leq 1/20$ и $2gR(1 - \cos \theta)$ вносит малую поправку в h_0 . Таким образом, толщина пленки практически не растет с ростом Q и при большем u_0 становится величиной, не зависящей от расхода Q (рисунок 5.18) [113].

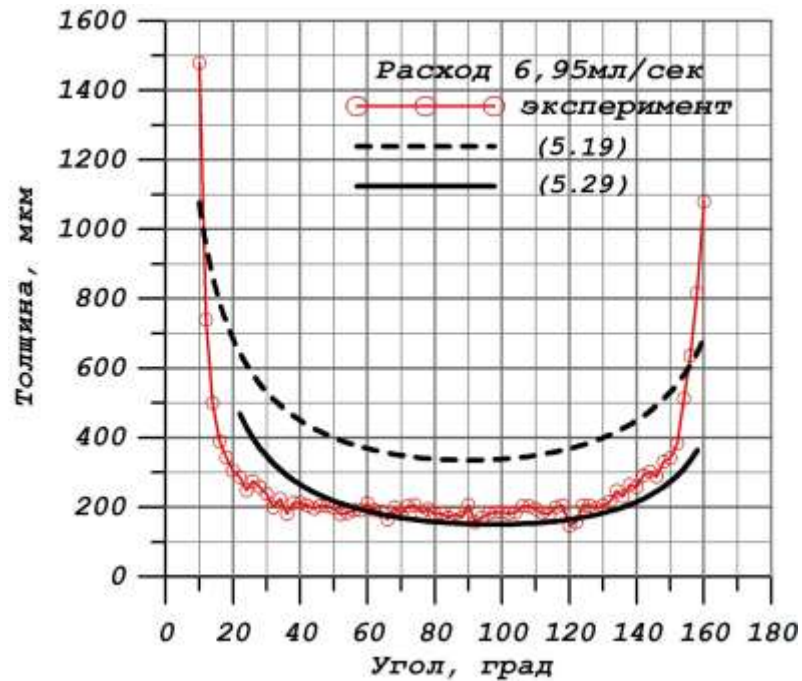


Рисунок 5.18 – Зависимость толщины пленки h_0 от угла θ для $Q = 6,95$ мл/с и $R = 9$ мм.

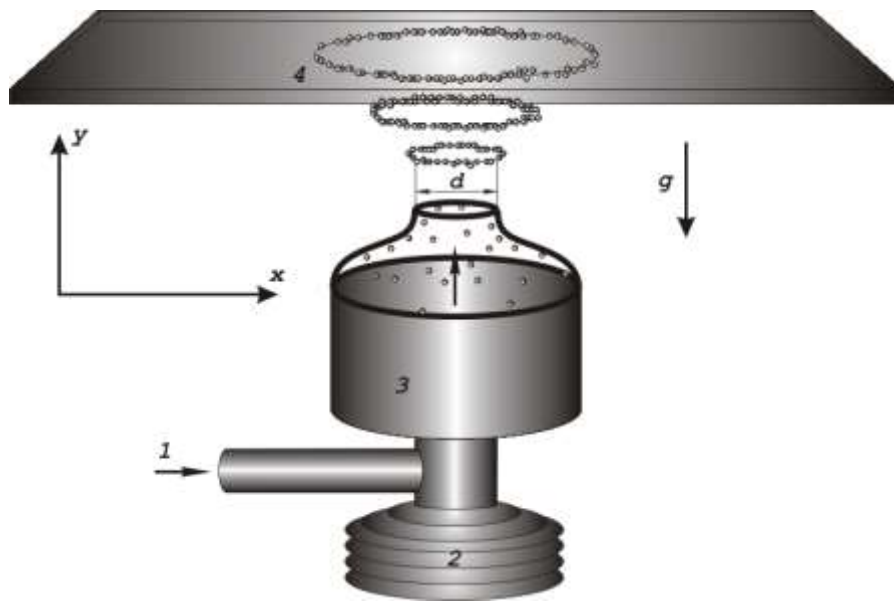
5.4 Газонасыщенная осесимметричная импактная струя

Взаимодействующая с поверхностью струя жидкости – один из наиболее эффективных способов подвода и отвода тепла, поэтому изучение струйных течений важная техническая задача, позволяющая оптимизировать работу ряда промышленных устройств [114]. Для управления динамическими свойствами в поток газа или жидкости нередко добавляют капли или пузырьки соответственно [115]. Развитие корректных моделей процессов, происходящих в гетерогенных смесях, требует большого количества экспериментальной информации, которое может быть получено с помощью современных методов трассерной визуализации использующих набор оптических и цифровых методов обработки изображений [23, 24, 107].

Цикл исследований, представленных в данном разделе, посвящен изучению динамических свойств газонасыщенной осесимметричной импактной струи. Для определения геометрических параметров частиц дисперсной фазы используется метод диффузного освещения. Статистически рассматривается влияние пузырьков газа на кинетическую энергию

крупномасштабных вихревых структур. На базе экспериментальных полей скорости для однофазного потока моделируется движение дисперсной фракции.

Экспериментальная установка представляла собой замкнутый гидродинамический контур, состоящий из рабочего участка, бака, системы соединительных труб и измерительной системы (рисунок 5.19).



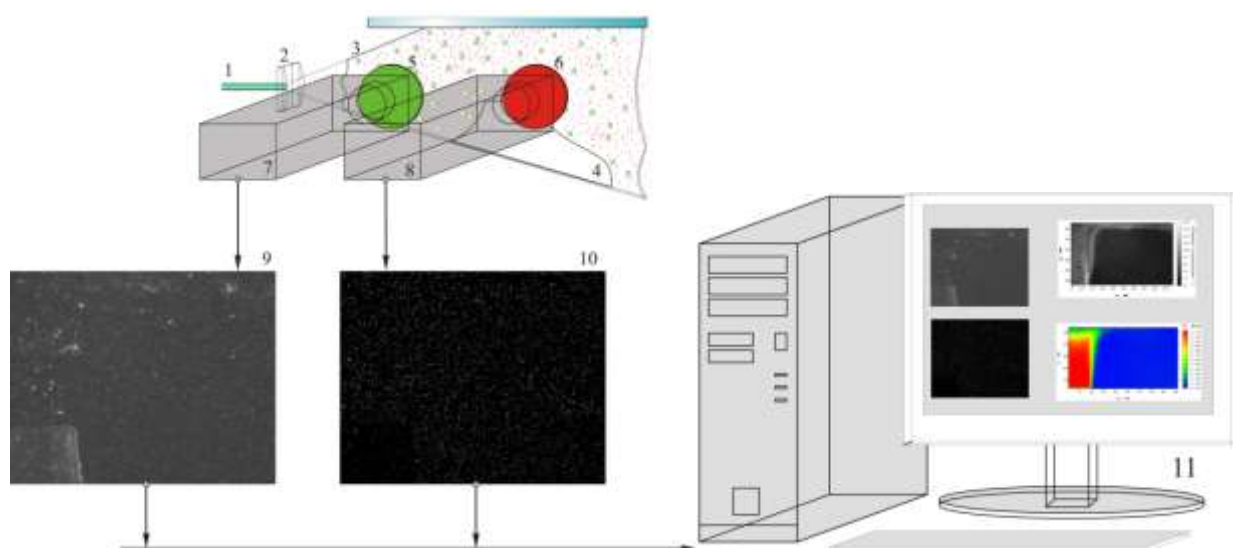
1 – ввод газожидкостного потока; 2 – вибратор; 3 – сопло; 4 – импактная поверхность.

Рисунок 5.19 – Осесимметричная затопленная импактная струя.

Рабочий участок – прямоугольный бак из органического стекла, имеющий размеры $200 \times 200 \times 300$ (мм³). Сопловой блок вводится в бак вертикально через дно. Используемое сопло имеет диаметр $d = 15$ мм и бирадиальную образующую, рассчитанную по зависимости Витошинского [114]. Затопленная осесимметричная струя нормально натекает на импактную поверхность.

Для исследования потока используется метод PIV/LIF, схема которого приведена на рисунке 5.20. Излучение импульсного лазера Nd:YAG (532 нм,

вторая гармоника) 1, анаморфотной оптической системой 2 преобразуется в световой нож 3, который выделяет в потоке исследуемое сечение (толщина 2 мм). Лазер дает две последовательные вспышки. Вторичное излучение трассеров и пузырьков проходит через световые фильтры 5 и 6. Так как в качестве трассеров используются флуоресцентные частицы, свет, рассеянный ими, имеет более низкую частоту, по сравнению с излучением лазера. Таким образом, камера 7 фиксирует изображение пузырьков (9), а камера 8 – изображение трассеров (10). Полученные данные анализируются комплексом 11.



1 – лазерный пучок; 2 – анаморфотный преобразователь; 3 – лазерный нож; 4 – сопло; 5 – светофильтр с максимумом пропускания в зеленой области спектра; 6 – светофильтр с максимумом пропускания в красной области спектра; 7,8 – CCD – камеры; 9 – изображение пузырьков; 10 – изображение трассеров; 11 – система обработки.

Рисунок 5.20 – Схема измерительной системы.

Корреляционный анализ, реализованный в пакете Flow Manager 4.11, позволяет получить информацию о наиболее вероятном смещении трассеров, за время между вспышками лазера, и построить поле скорости. Изображение

пузырьков используется для анализа дисперсного состава и пространственного распределения газовой фазы.

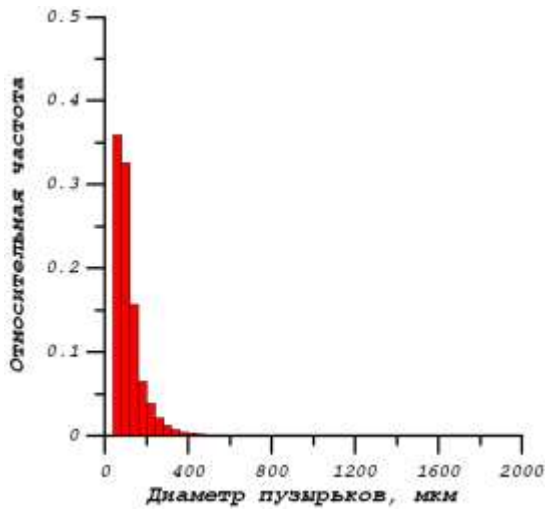
Измерения проводились для чисел Рейнольдса 12500 и 25000 определяемого по формуле

$$\text{Re} = \frac{U_0 d}{\nu}, \quad (5.30)$$

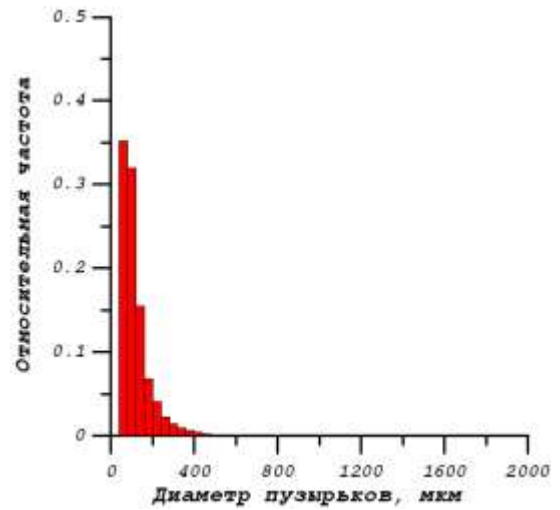
где ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости, U_0 – среднерасходная скорость потока. Расстояние между кромкой сопла и плоскостью в измерениях составляло $H = 30$ мм ($H' = H/d = 2$). Данная величина в соответствии с [99, 100], является оптимальной для анализа развития крупномасштабных вихревых структур, зарождающихся в слое смешения и проникающих в пристенную область.

Пузырьки воздуха инжесировались перед сопловым блоком при помощи генератора. Объемное газосодержание на срезе сопла ϕ изменялось в пределах $0 \div 4,5\%$. Верхний предел выбирался из соображений оптической прозрачности потока. Средний диаметр пузырьков составлял 100 мкм ($\text{Re} = 25000$) и 400 мкм ($\text{Re} = 12500$) [76]. Возмущение струи производилось при помощи стандартного электродинамического вибратора ESE-201, соединенного с успокоительной камерой через сиффон. Дисперсный состав газовой фазы для исследуемых режимов представлен на рисунках 5.21 (а – е) $\text{Re} = 25000$ и рисунках 5.22 (а, б) $\text{Re} = 12500$ [76].

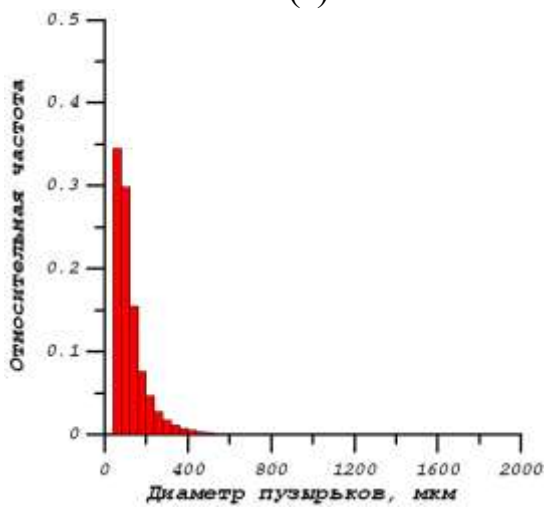
Течение в импактной струе разделяется на четыре основных области: начальная область, область затопленной струи, область градиентного течения в зоне удара и разворота струи на преграде и область пристенной струи. Влияние преграды на изменение гидродинамических параметров струи, натекающей на преграду, начинает проявляться с расстояния $(1,2 \div 1,5) d$ от поверхности. Поэтому между срезом сопла и сечением, отстоящим от преграды вверх по потоку на указанное расстояние, остаются справедливыми все соотношения, характерные для свободной струи.



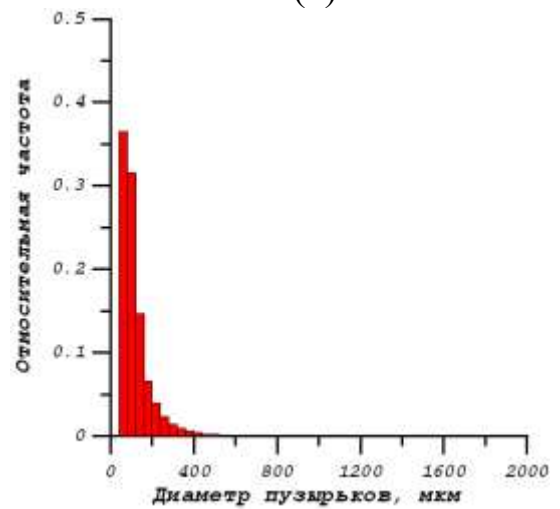
(а)



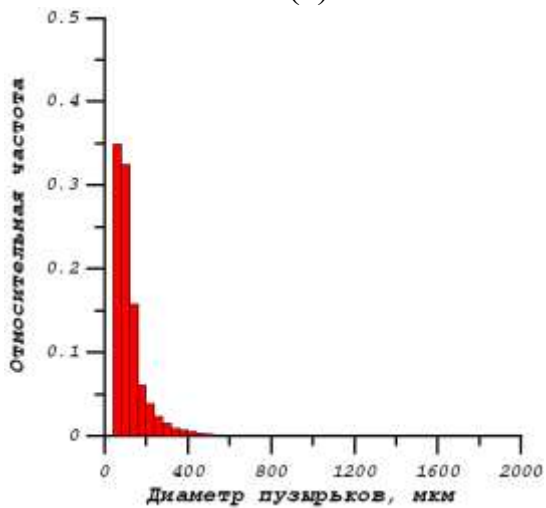
(б)



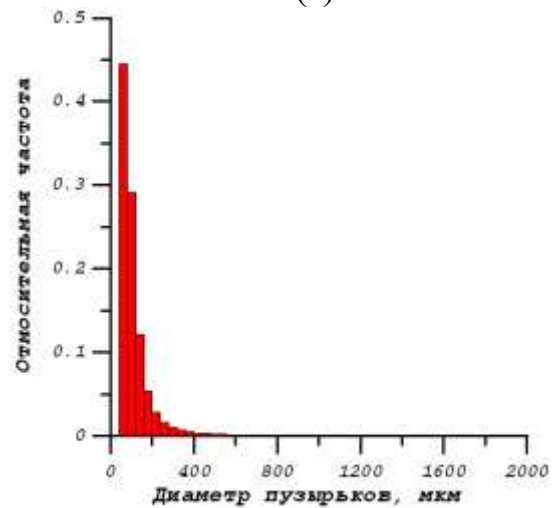
(в)



(г)



(д)



(е)

Рисунок 5.21 – Дисперсный состав газовой фазы:

$\varphi = 1,6\%$ (а) – без внешнего возмущения; (б) – с внешним возмущением;
 $\varphi = 1,8\%$ (в) – без внешнего возмущения; (г) – с внешним возмущением;
 $\varphi = 2,8\%$ (д) – без внешнего возмущения; (е) – с внешним возмущением.

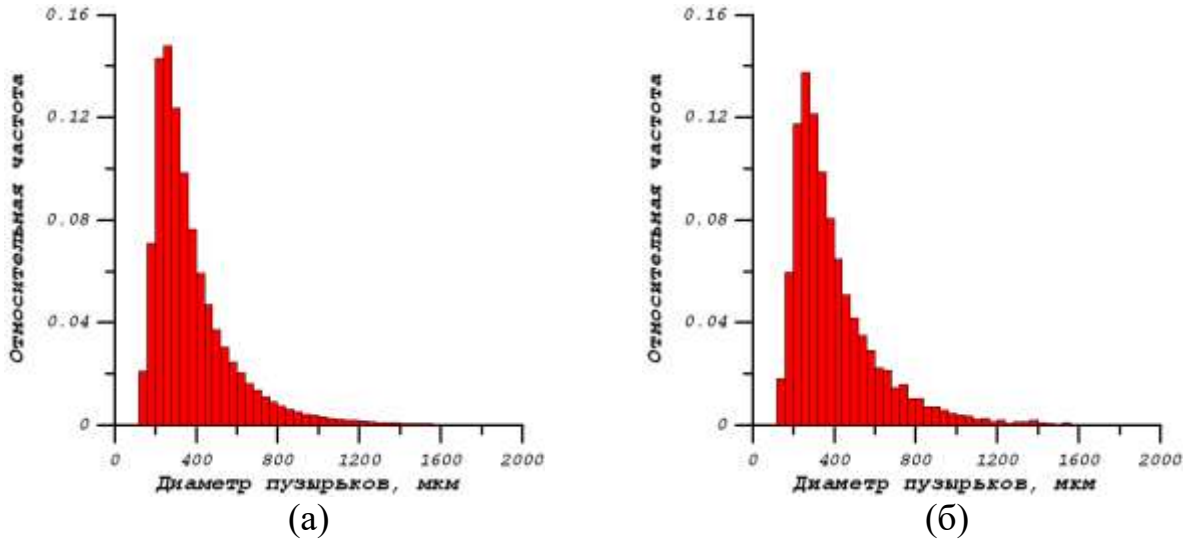


Рисунок 5.22 – Дисперсный состав газовой фазы:

$\varphi = 4,5\%$ (а) – без внешнего возмущения; (б) – с внешним возмущением;

Поскольку гидродинамика импактных струй достаточно хорошо изучена [114], основное внимание уделим изучению влияния дисперсной фазы на средние и пульсационные значения u и v - компонент скорости. Проведем анализ следующих статистических величин:

1) $\langle u \rangle$ – проекция средней скорости на ось x , равная

$$\langle u \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i, \quad (5.31)$$

где u_i – x -компонента мгновенной скорости, n - число реализаций ($n = 2000$ - 3000 для каждого исследуемого режима);

2) $\langle v \rangle$ – проекция средней скорости на ось y , которая определяется аналогично (5.31),

$$\langle v \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_i, \quad (5.32)$$

здесь v_i – y -компонента мгновенной скорости;

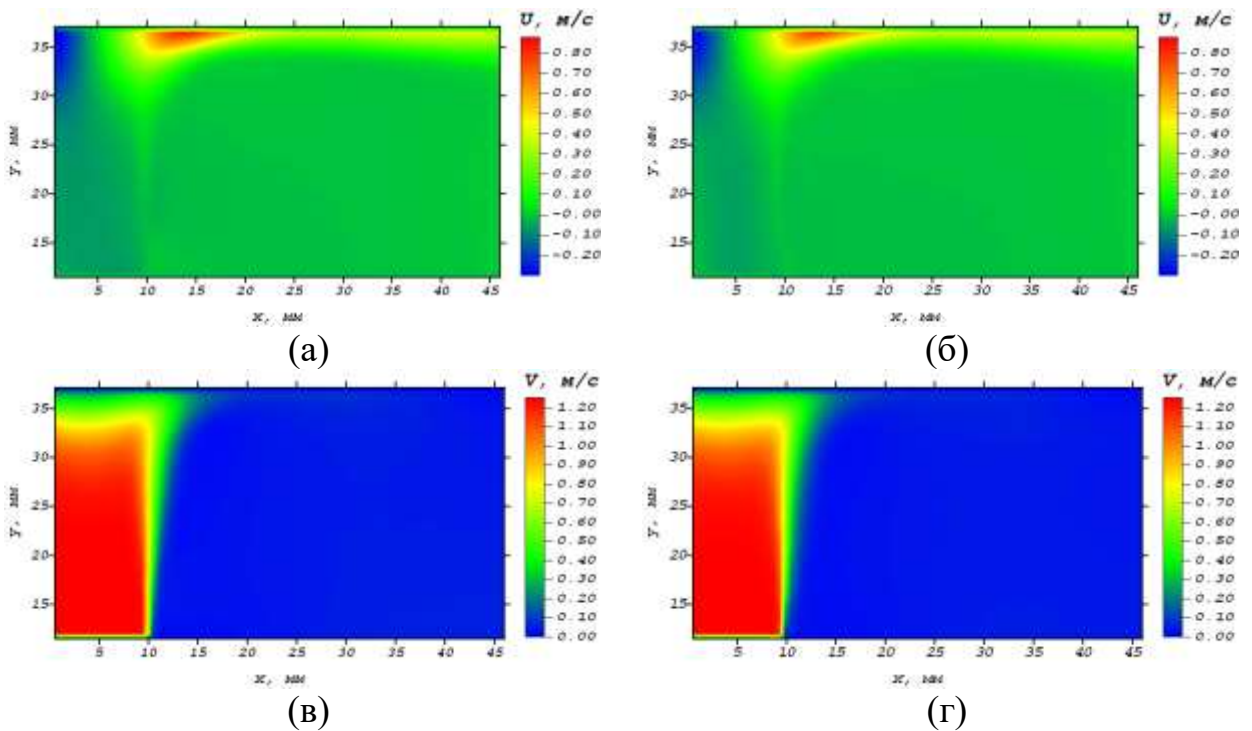
3) среднеквадратичное отклонение u - и v -компонент скорости

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (u_i - \langle u \rangle)^2} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i'^2}, \quad (5.33)$$

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (v_i - \langle v \rangle)^2} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_i'^2}. \quad (5.34)$$

Среднеквадратичное отклонение скорости позволяет определить интенсивность турбулентности по отдельным компонентам $T_u = \sqrt{\overline{u'^2}} / u$, $T_v = \sqrt{\overline{v'^2}} / v$ степень турбулентности потока $Tu = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})^{1/2} / u\sqrt{3}$ и кинетическую энергию турбулентного движения $E = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) / 2$. Здесь $\overline{w'^2}$ - средняя пульсационная компонента скорости по оси z .

На рисунках 5.23 (а – з) приведены данные для $Re = 25000$, режим без внешнего возмущения. Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод, что присутствие газовой фазы с объемным содержанием на срезе сопла 1,8% не вызывает существенного изменения гидродинамических параметров осесимметричной импактной затопленной струи. Действие проявляется лишь в некотором количественном увеличении величин статистических моментов. Исследуем влияние газовой фазы на величину средней скорости и положение границ струи.



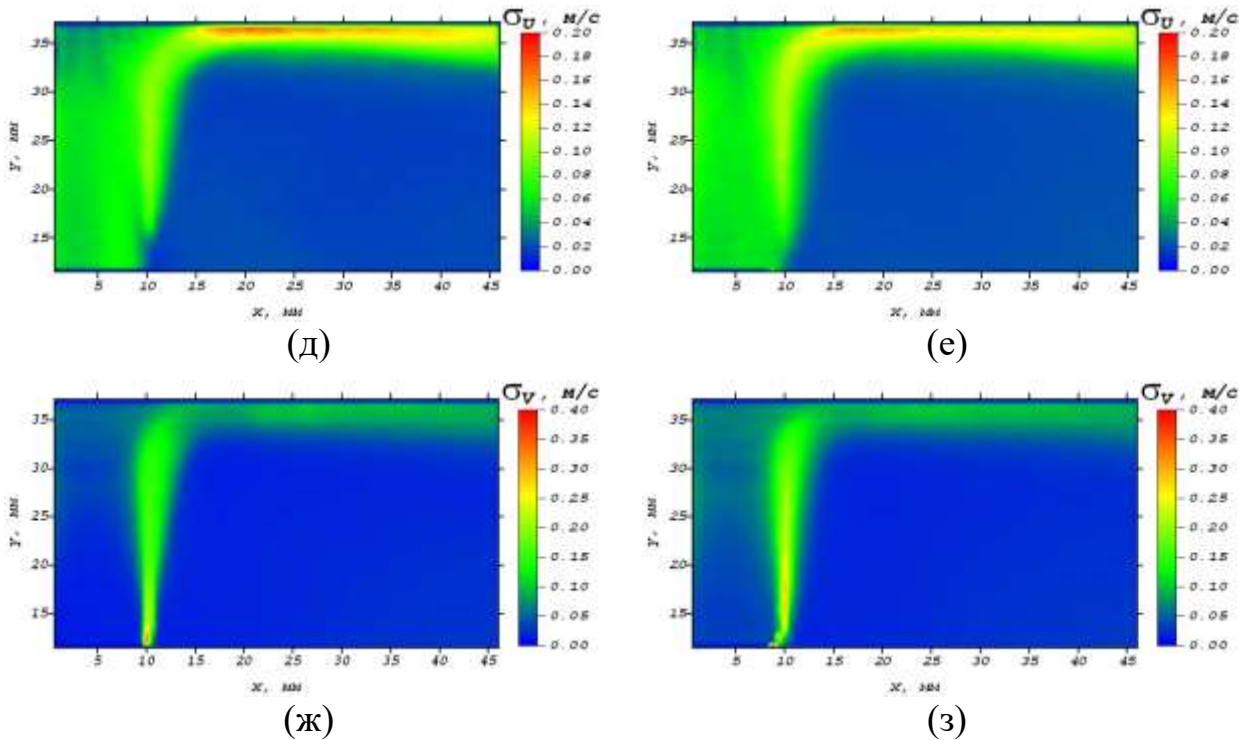


Рисунок 5.23 – Статистические параметры импактной струи:

- (а), (в), (д), (ж) – $\varphi = 0$;
 (б), (г), (е), (з) – $\varphi = 1,8\%$;

Для этого построим профили u и v - компонент средней скорости для сечения, приведенного на рисунке 5.24.

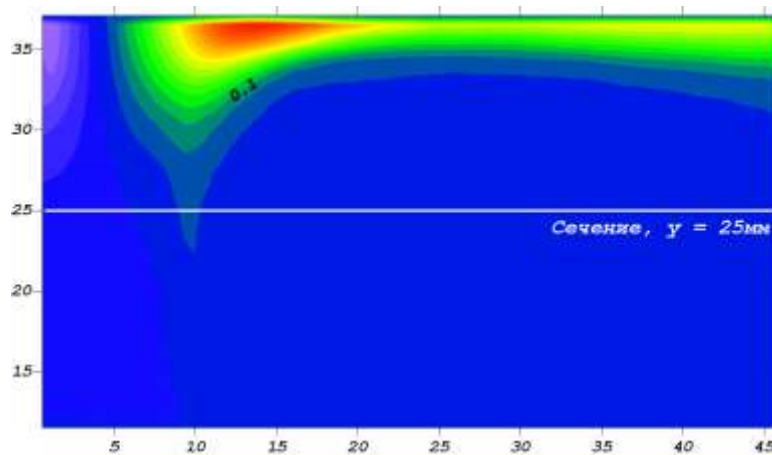


Рисунок 5.24 – Положение исследуемого сечения.

Как видно из графиков (рисунки 5.25), объемная концентрация газа на срезе сопла 1,8% приводит к незначительному увеличению размера струи и некоторому уменьшению средних значений скорости. Данные для среднеквадратичного отклонения (рисунки 5.26) показывают, что наличие

дисперсной фазы вызывает небольшое увеличение пульсаций x и y - компонент скорости. Проанализируем, что происходит в случае присутствия внешнего возмущения. На рисунках 5.27 (а – з) приведены результаты статистического анализа мгновенных полей скорости.

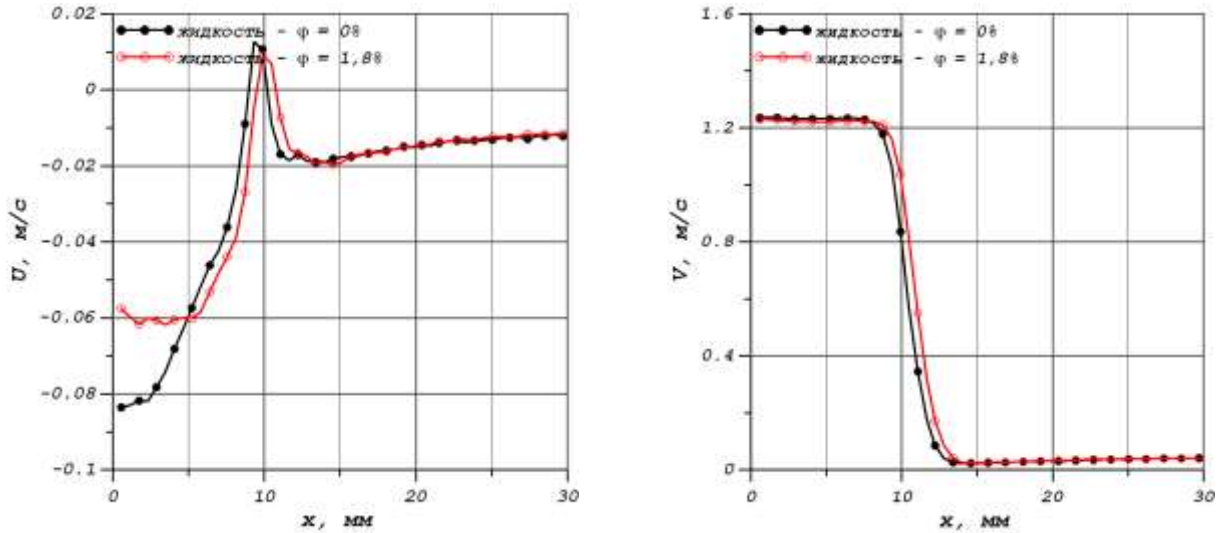


Рисунок 5.25 – Профили u и v – компонент средней скорости.

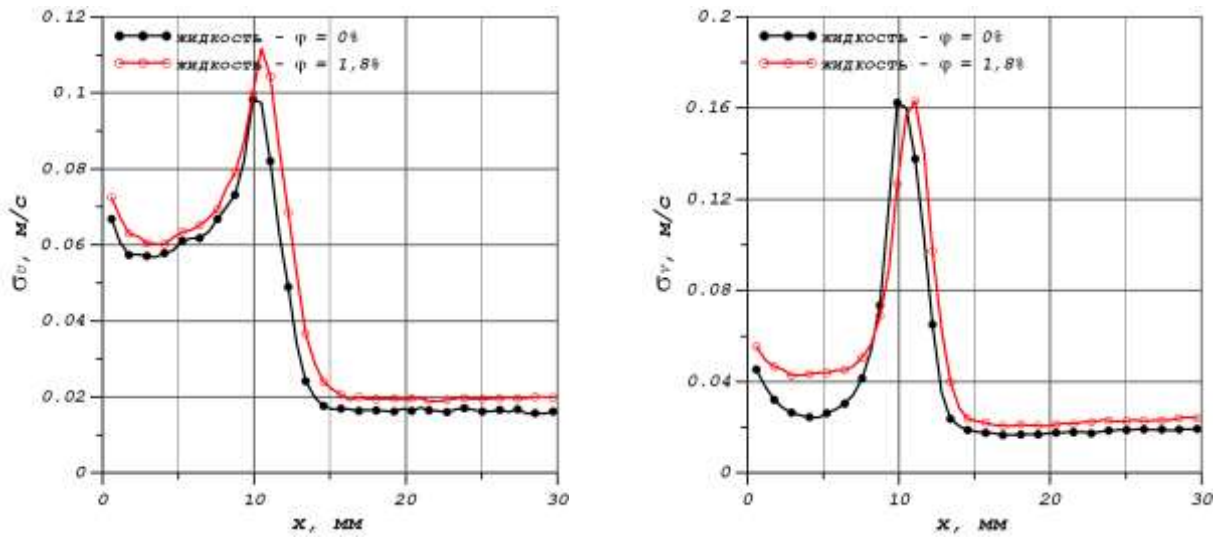


Рисунок 5.26 – Профили среднеквадратичного отклонения u и v - компонент средней скорости.

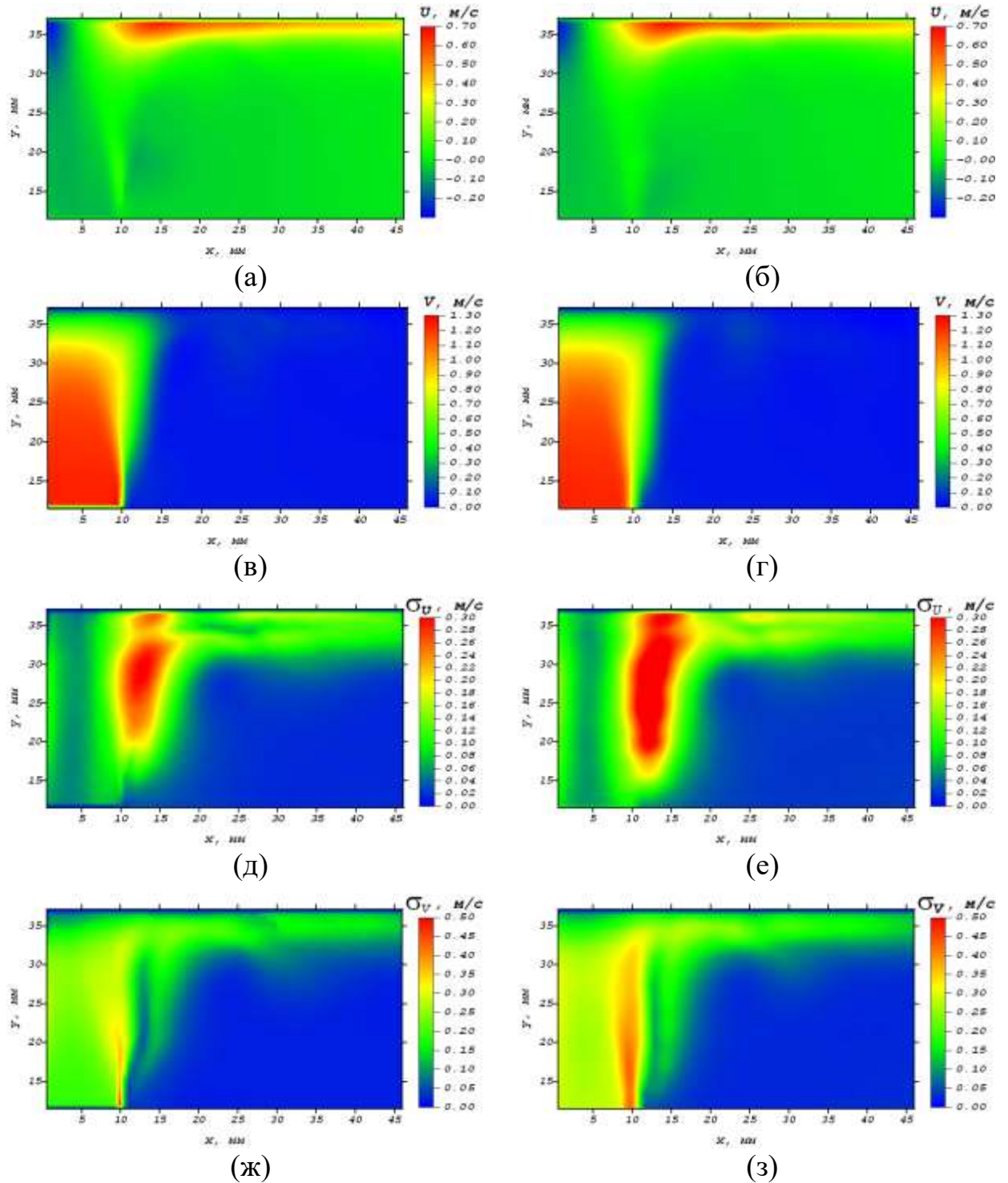


Рисунок 5.27 – Статистические параметры импактной струи:

- (а), (в), (д), (ж) – $\varphi = 0$;
 (б), (г), (е), (з) – $\varphi = 2,8\%$;

Как видно из приведенных данных пространственное распределение средних и пульсационных компонент скорости отличается от

представленных на рисунках 5.23 (а – з). Однако добавление газовой фазы не приводит к существенным изменениям структуры потока

Для более подробного рассмотрения влияния газовой фазы на течение построим профили скорости и среднеквадратичного отклонения для u и v -компонент скорости, аналогично случаю без внешнего возмущения.

Из рисунков 5.28 видно, что добавление дисперсной фазы приводит к небольшому изменению значений u и v компонент скорости и некоторому увеличению размеров струи. Среднеквадратичное отклонение скорости (рисунки 5.29) проявляет аналогичные тенденции.

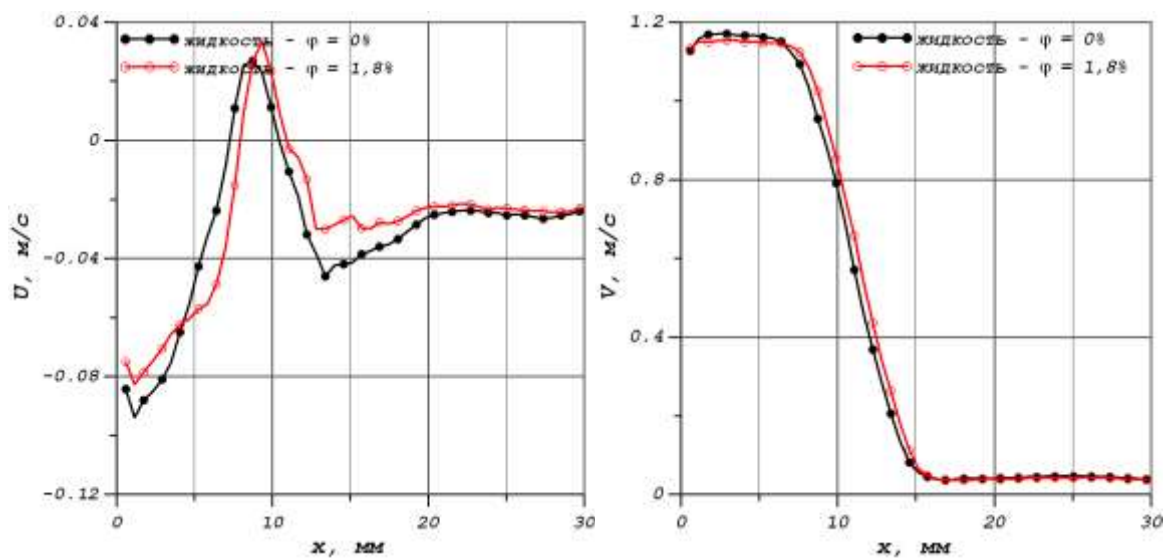


Рисунок 5.28 – Профили u и v - компонент средней скорости.

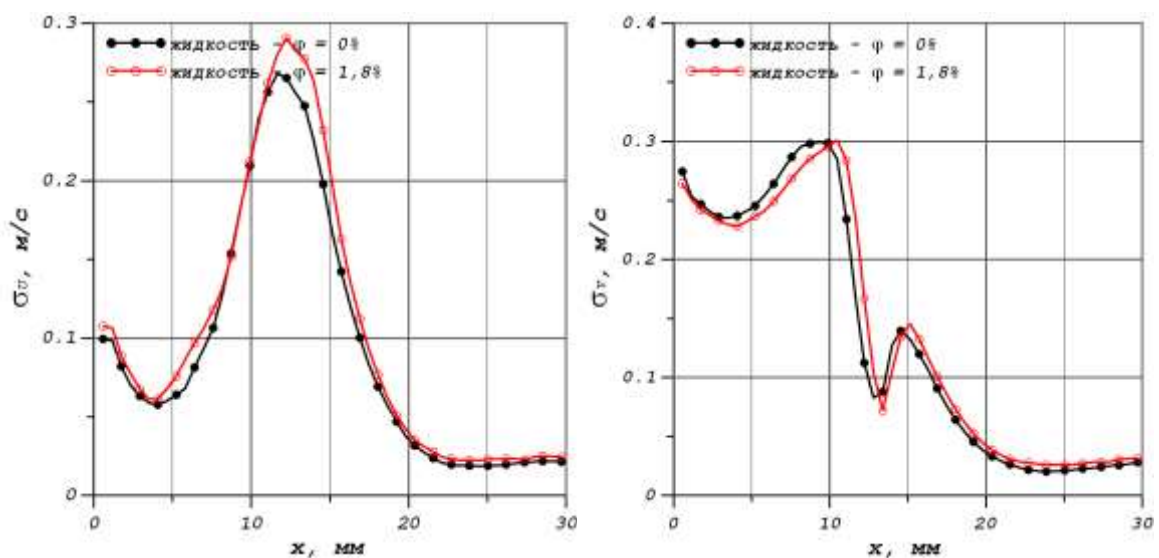
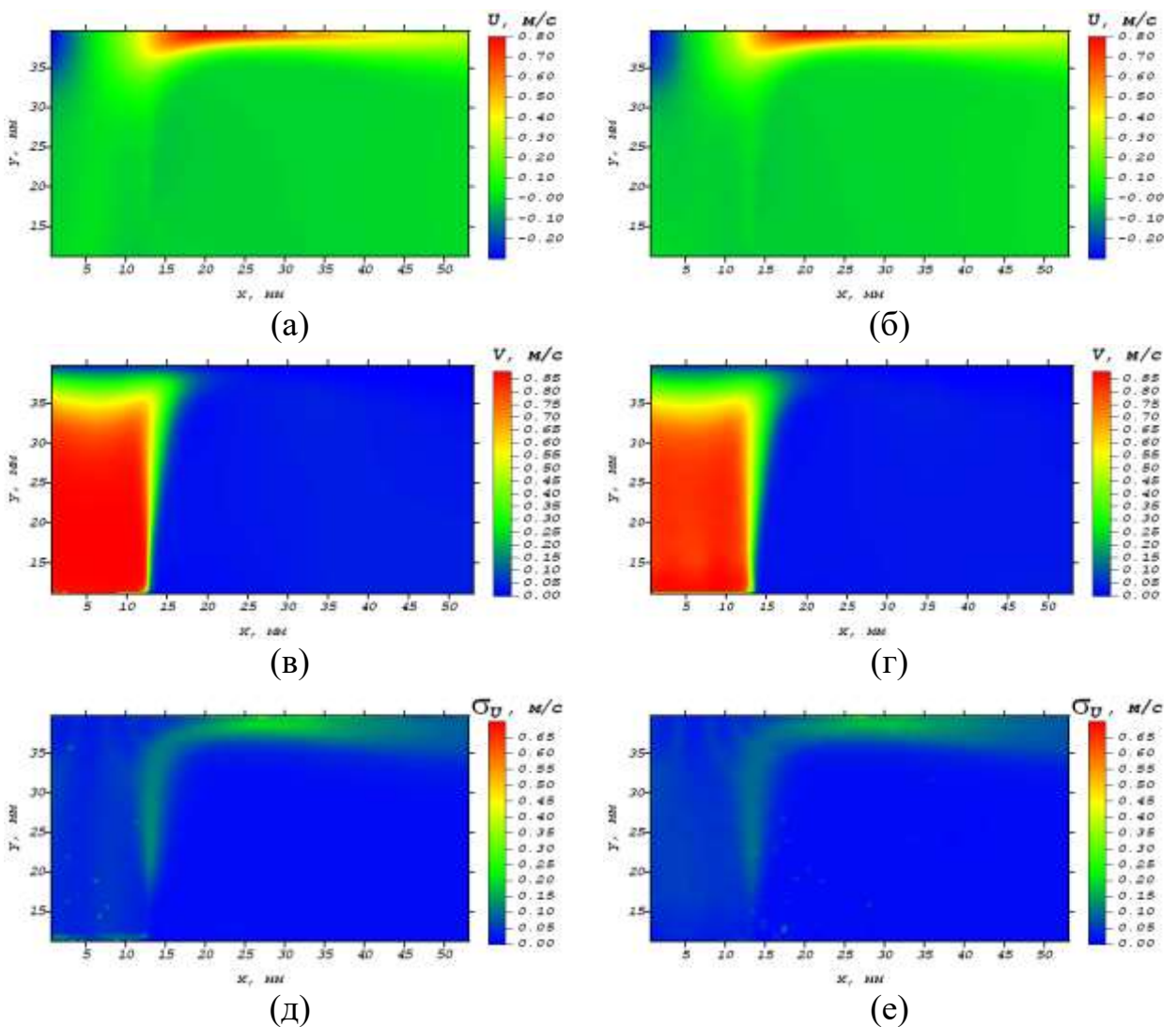


Рисунок 5.29 – Профили среднеквадратичного отклонения u и v - компонент средней скорости.

В заключение можно сделать вывод о том, что добавление газовой фазы с концентрацией до 3% и размерами 100 мкм не оказывает существенного влияния на статистические моменты u и v - компонент скорости. Действие проявляется лишь в незначительных количественных изменениях.

На рисунках 5.30 (а – з) приведено пространственное распределение средних и пульсационных компонент скорости непрерывной фазы для режима $Re = 12500$ ($d_b = 400$ мкм), без внешнего возмущения. Видно, что наличие дисперсной фазы приводит к уменьшению вертикальной компоненты средней скорости в ядре потока, при этом пульсационная компонента скорости в центре струи растет, а в слое смешения падает. Профили средней скорости приведены на рисунках 5.31.



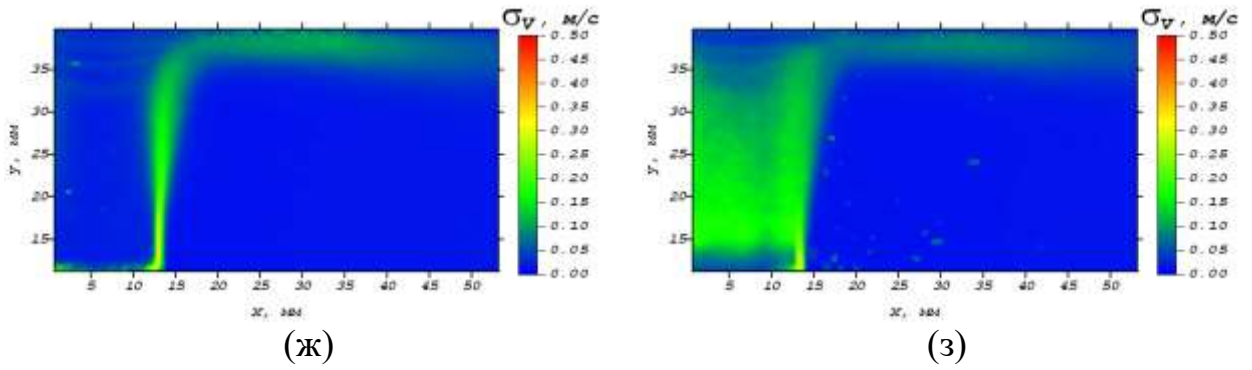
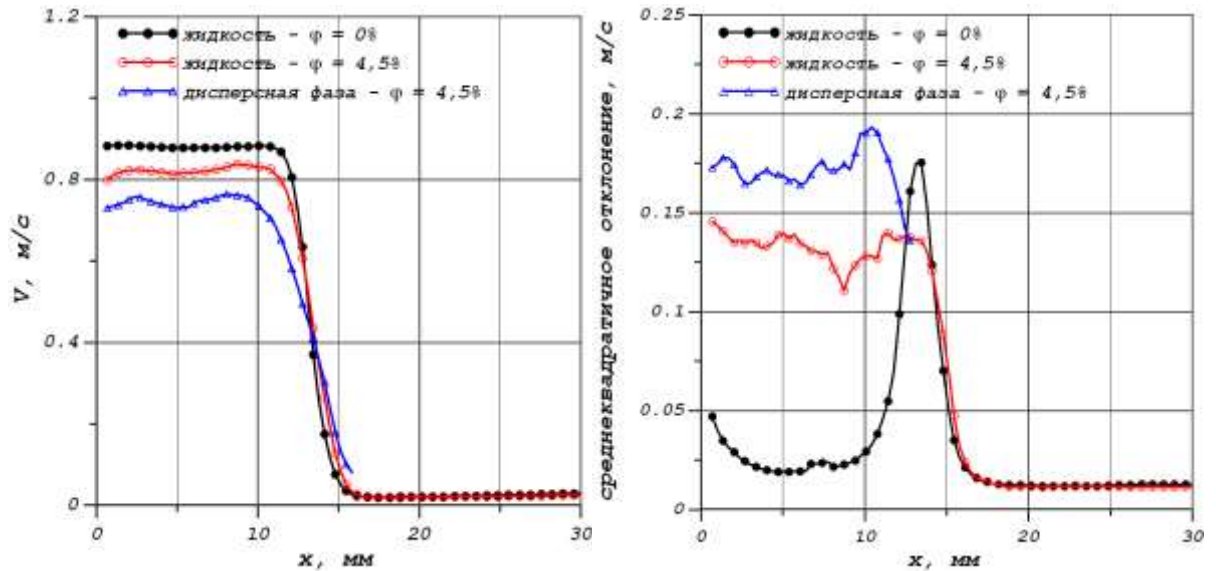
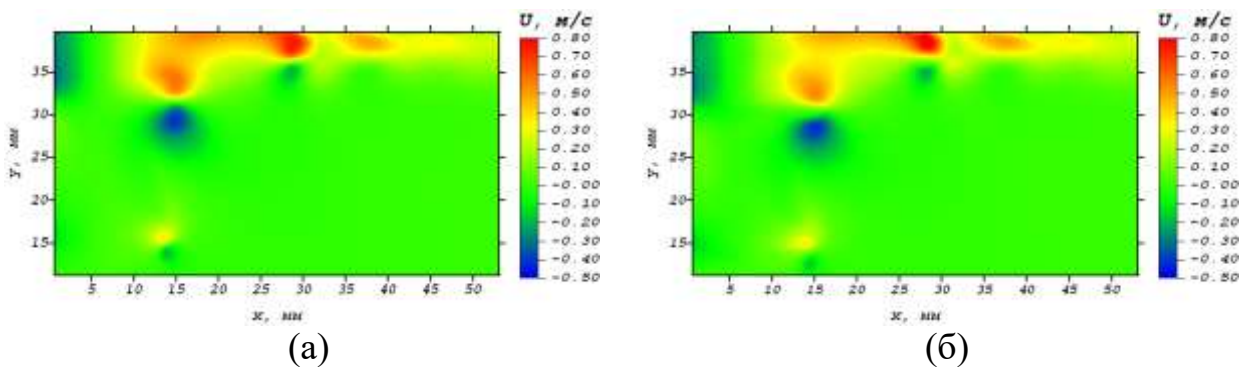


Рисунок 5.30 – Статистические параметры импульсной струи:

- (а), (в), (д), (ж) – $\varphi = 0$;
 (б), (г), (е), (з) – $\varphi = 4,5\%$;

Рисунок 5.31 – Профили среднеквадратичного отклонения u и v -компонент средней скорости.

Использование синхронизации частоты съемки и частоты возмущения позволило провести условное фазовое осреднение для режима с внешним возмущением $Re = 12500$, рисунки 5.32 (а – з).



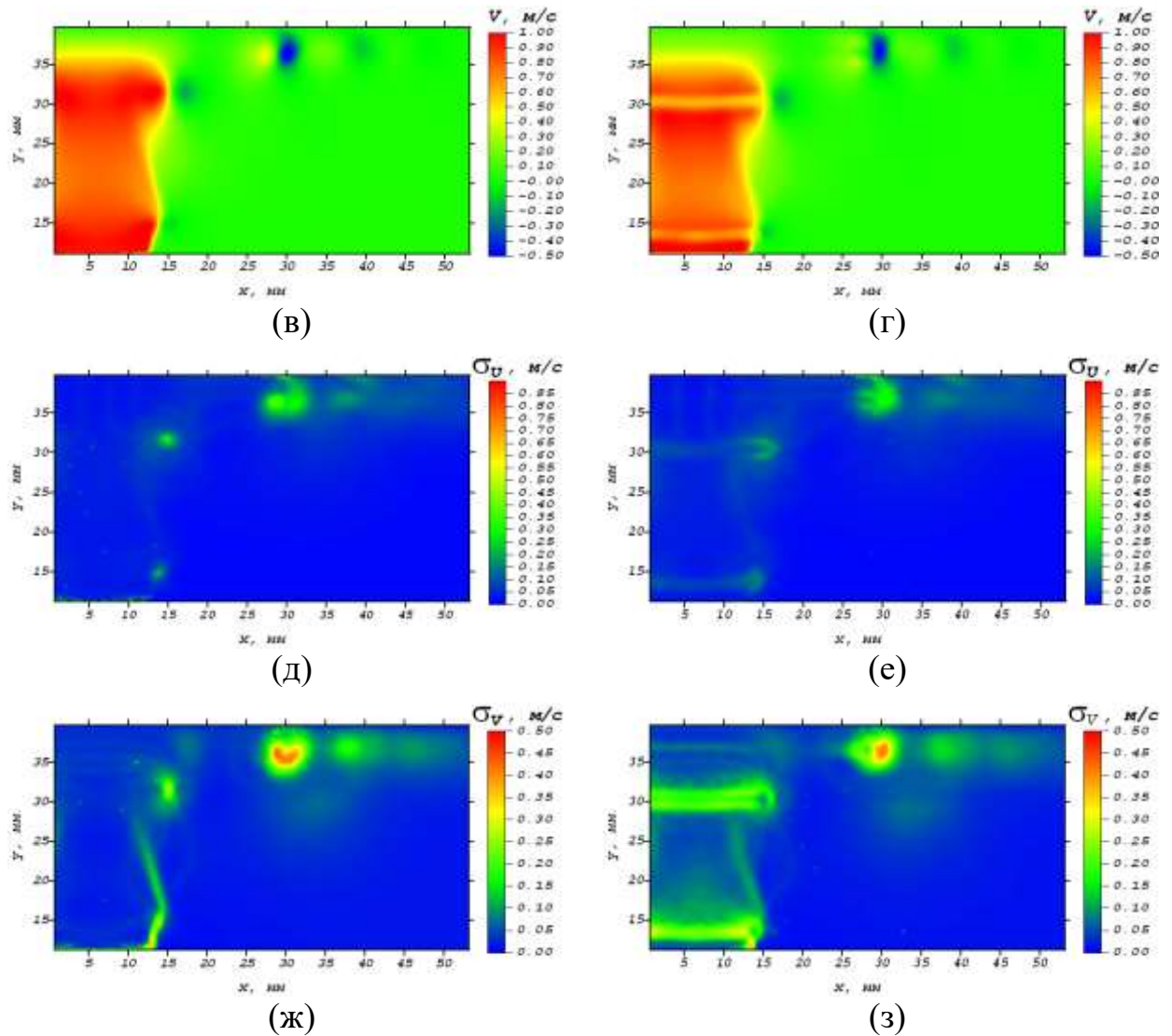


Рисунок 5.32 – Статистические параметры импактной струи:

- (а), (в), (д), (ж) – $\varphi = 0$;
 (б), (г), (е), (з) – $\varphi = 4,5\%$;

Присутствие дисперсной фазы приводит к значительному торможению потока в области локализации вихревых структур (области с высокой концентрацией пузырьков). Среднеквадратичное отклонение компонент скорости увеличивается в местах с высокой концентрацией дисперсной фазы, (больше 10%) и снижается при ее умеренных содержаниях (~3-5%).

В работе Сато и Секогучи [116] проводится расчет скорости жидкости для пузырькового течения в трубе. Профиль газосодержания предполагается известным из эксперимента. Пузырьки газа рассматриваются как пустоты в жидкости, процессами переноса в газовой фазе пренебрегают. Мгновенные

значения компонент скорости жидкости представляются в виде суммы трех составляющих (а не двух, как в однофазном турбулентном течении):

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u' + u'', \\ v &= \bar{v} + v' + v'', \end{aligned} \quad (5.35)$$

где u', v' – пульсации скорости, связанные с собственной турбулентностью жидкости, а u'', v'' – пульсации, вызванные относительным движением газа.

Уравнение движения для жидкой фазы записываются в виде

$$\tau = (1 - \alpha) \left(\mu_L \frac{d\bar{u}}{dy} - \rho_L \overline{u'v'} - \rho_L \overline{u''v''} \right), \quad (5.36)$$

поскольку первый и второй тип пульсаций предполагаются некоррелирующими между собой. Вводится понятие вихревой вязкости для обоих дополнительных напряжений:

$$-\rho_L \overline{u'v'} = \rho_L \varepsilon' \frac{d\bar{u}}{dy}, \quad (5.37)$$

$$-\rho_L \overline{u''v''} = \rho_L \varepsilon'' \frac{d\bar{u}}{dy}, \quad (5.38)$$

и уравнение (5.36) приводится к виду:

$$\tau = \rho_L (1 - \alpha) (v_L + \varepsilon' + \varepsilon'') \frac{du}{dy}, \quad (5.39)$$

где под u подразумевается средняя по времени скорость жидкости. Вводятся безразмерные параметры:

$$\begin{aligned} u^* &= u / v^*, \\ y^* &= y / R, \\ \tau^* &= \tau / \tau^*, \\ r^* &= r / R. \end{aligned} \quad (5.40)$$

Здесь $v^* = \sqrt{\tau_w / \rho_L}$ - динамическая скорость, τ_w - напряжение трения на стенке,

R - радиус трубы. В этих обозначениях (5.39) принимает вид

$$\tau^* = \frac{(1 - \alpha)(v_L + v' + v'')}{Rv'} \frac{du^*}{dy^*}. \quad (5.41)$$

Для вихревой вязкости собственной турбулентности жидкости принимается формула Рейхардта [102]

$$\varepsilon' = \frac{kRv^*}{6}(1-r^{*2})(1+2r^{*2}), \quad (5.42)$$

где k - константа длины пути смешения. Для дополнительной вихревой вязкости ε'' , вызванной относительным движением фаз, используется зависимость

$$\varepsilon'' = k\alpha r_b V_r, \quad (5.43)$$

где r_b , V_r - средний радиус и относительная скорость пузырьков [22].

Относительная скорость движения фаз существенным образом зависит от градиента давления в потоке, который для статического случая пропорционален плотности жидкости и ускорению свободного падения $\vec{\nabla}P_S = \vec{g}\rho_L$, а для движущейся жидкости оценивается, как $\vec{\nabla}P_D \sim \rho_L \vec{\nabla}(V_x^2 + V_y^2)/2$. Таким образом для силы, действующей на пузырек газа в центре струи, можно записать следующее выражение:

$$F \sim \xi(\vec{\nabla}P_S - \vec{\nabla}P_D - g\rho_G) \sim \xi(\vec{\nabla}P_S - \vec{\nabla}P_D),$$

где ξ - объем пузырька.

Сферическое тело, двигающееся в жидкости, испытывает сопротивление согласно закону Стокса:

$$F = 6\pi\mu_L V_r r_b.$$

Приравнявая силы, запишем скорость относительного движения фаз как:

$$V_r = \frac{2\rho_L}{9\mu_L} \left[g - \frac{\nabla(V_x^2 + V_y^2)}{2} \right] r_b^2 = \frac{2}{9\nu_L} \left[g - \frac{\nabla(V_x^2 + V_y^2)}{2} \right] r_b^2,$$

где ν_L - кинематическая вязкость жидкости. Из данного выражения можно оценить вихревую вязкость ε''

$$\varepsilon'' \sim \frac{2}{9\nu_L} k \left[g - \frac{\nabla(V_x^2 + V_y^2)}{2} \right] \alpha r_b^3.$$

Таким образом, при движении двухфазной смеси вклад дисперсной фазы в турбулентную вязкость пропорционален ее объемной концентрации и кубу среднего размера пузырьков. При наличии больших градиентов модуля скорости жидкости возможна смена знака относительной скорости фаз, что приводит к торможению потока дисперсной фазой.

На рисунках 5.33 (а – е) приведено среднее по трем тысячам реализаций пространственное распределение газовой фазы для числа Рейнольдса 25000.

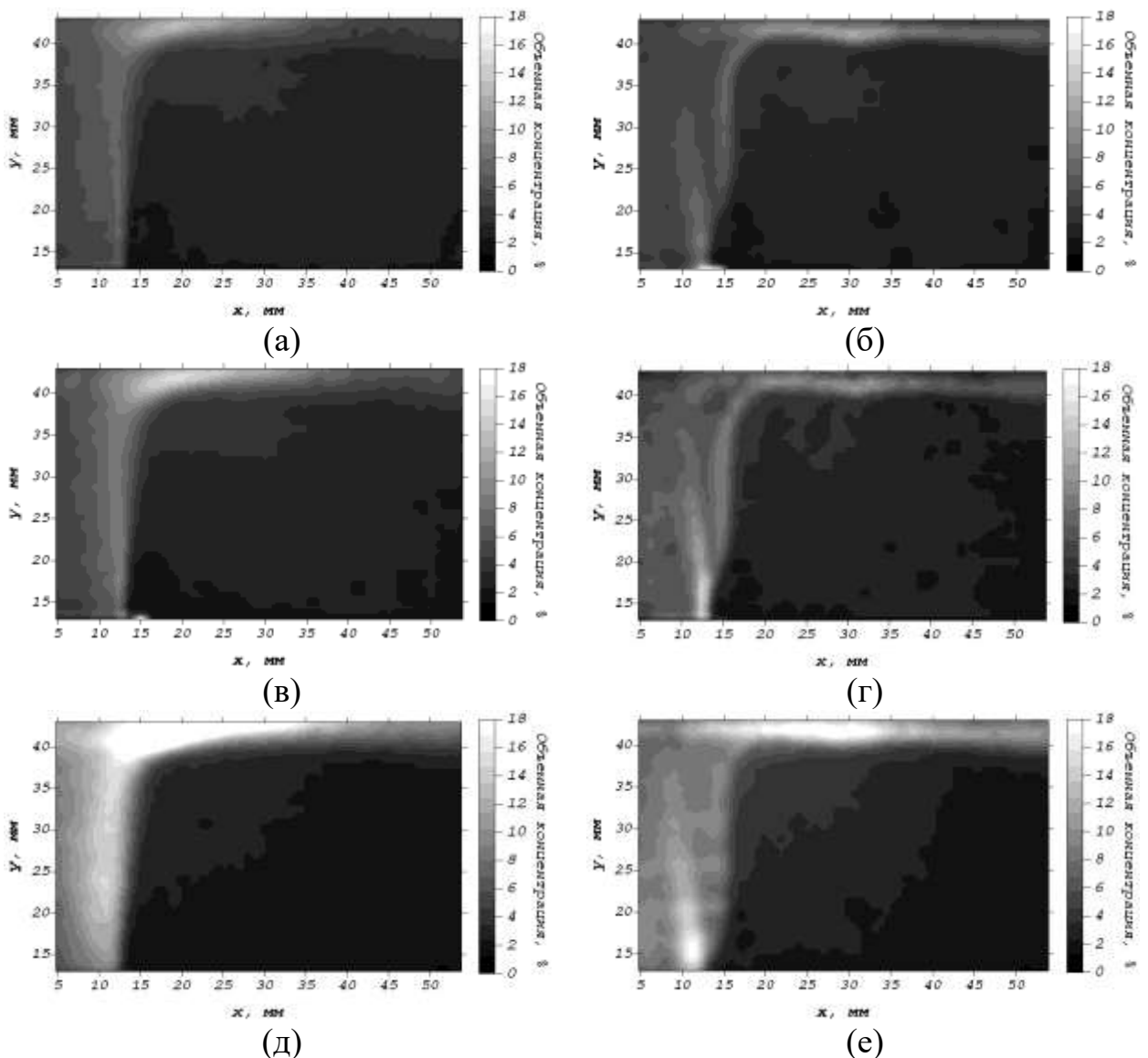


Рисунок 5.33 – Пространственное распределение газовой фазы.

без внешнего возмущения (а) – $\varphi = 1,6\%$; (в) – $\varphi = 1,8\%$; (д) – $\varphi = 2,8\%$;
с внешним возмущением (б) – $\varphi = 1,6\%$; (г) – $\varphi = 1,8\%$; (е) – $\varphi = 2,8\%$.

Поскольку струя является осесимметричной, на рисунках приведены поля объемной концентрации только для правой половины струи. Координаты по оси x и y измеряются в миллиметрах. Положение центра струи соответствует координате $x = 4,77$ мм. Как видно из рисунков 5.33, распределение газовой фазы неравномерно по сечению струи. Концентрация увеличивается с ростом расстояния от сопла. Вблизи импактной поверхности и в слое смешения газонасыщение максимально.

Для числа Рейнольдса 12500 (рисунки 5.34) проводилась синхронизация частоты измерения с частотой возмущения, таким образом, вихри оказывались замороженными в потоке. Максимум концентрации при этом находился в слое смешения и местах локализации вихревых структур.

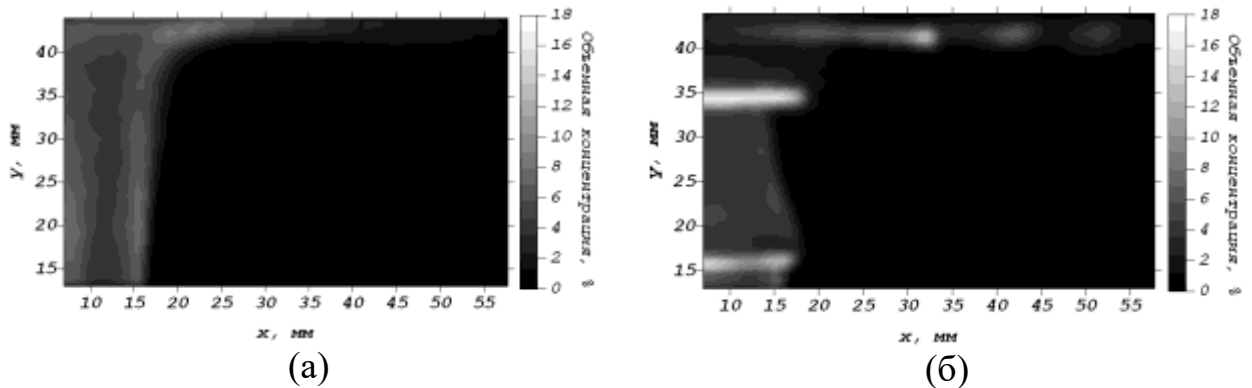


Рисунок 5.34 – Пространственное распределение газовой фазы $\varphi = 4,5\%$:

- (а) - режим без внешнего возмущения;
- (б) – режим с внешним возмущением.

В работах Нила и Бэнкофа [117], при исследовании пузырьковых течений в трубах был обнаружен аналогичный эффект, который в дальнейшем подтвержден исследованиями Делэ [118-122], Субботина, Ибрагимова и др. [123, 124], Серизавы и др. [125]. В модели Субботина, Ибрагимова и др. [123, 124], Ибрагимова, Бобкова, Тычинского [123] неравномерность распределения дисперсной фазы по сечению трубы объясняется неоднородностью радиального градиента давления в сечении трубы и дрейфом пузырьков газа к точке минимума давления, которая находится в пристенной области.

Для определения профиля концентрации рассматривается сила Жуковского, действующая на пузырек,двигающийся в потоке с градиентом скорости

$$F_{\text{ж}} = -k_{\xi} \frac{4}{3} \pi r_{\text{п}}^3 \rho_{\text{ж}} V_{\text{п}} \frac{du}{dy} = b_1 r_{\text{п}}^3 V_{\text{п}} \frac{dV}{dx}, \quad (5.44)$$

где $r_{\text{п}}$ - радиус пузырька, $V_{\text{п}}$ - скорость пузыря относительно жидкости, k_{ξ} , b_1 - коэффициенты, зависящие от формы пузыря и характера его обтекания.

В работе Зуна [126] для объяснения радиальной миграции газовой фазы рассматривается сила, действующая на пузырек, всплывающий в потоке жидкости, имеющем градиент скорости. Модифицируется классическое решение для вращающейся сферы [127].

$$\vec{f}_s = C \rho_L \vec{V}_r \times \vec{\omega} \quad (5.45)$$

где \vec{f}_s боковая сила на единицу объема, $\vec{\omega}$ - определенная угловая скорость вращения пузыря, C - константа порядка единицы. Считается, что движение пузыря может быть аппроксимировано движением твердой сферы, при наличии даже малого количества поверхностно-активных загрязнений. Предполагается, что угловая скорость пузыря пропорциональна градиенту скорости жидкости в поперечном направлении. Турбулентность жидкой фазы увеличивает дисперсию скорости при движении пузырей. При малых объемных газосодержаниях можно предположить, что относительная скорость пузыря $V_{\text{п}}$ равна скорости всплытия в бесконечном объеме жидкости V_{∞} . Таким образом, боковая сила, действующая на пузырек, может быть представлена в виде

$$f_s = -C_1 \rho_{\text{ж}} V_{\infty} \frac{\partial V}{\partial x}, \quad (5.46)$$

где V – скорость жидкости, C_1 – некоторый коэффициент.

Представленные теоретические модели объясняют поток пузырьков к стенке радиальным градиентом скорости. В случае импактной струи градиент скорости максимален в слое смешения, где происходит резкое

падение аксиальной компоненты скорости, и вблизи импактной поверхности, где струя изменяет свое направление и присутствует перепад радиальной компоненты. Таким образом, в нашем случае концентрация пузырьков в начальном участке струи будет пропорциональна пространственной производной $\partial V / \partial x$, а вблизи импактной поверхности производной $\partial U / \partial y$.

В работе Рухани [128] предлагается гипотетическая структура пристенной зоны турбулентного течения в виде катящихся вихрей, движущихся по внешней границе вязкого подслоя. Взаимодействие между такими вихрями и пузырьками приводит к концентрации пузырьков на центральной линии вихревых струй, расположенных вблизи стенки [22].

Согласно современным представлениям [129, 130], в развитии турбулентных струй преобладающую роль играют регулярные периодические структуры, существующие в начальном участке струи. Исследования показали, что развитие струи происходит следующим образом: вследствие неустойчивости тонкого слоя смешения вблизи сопла, на поверхности жидкости появляются мелкие поверхностные волны, которые быстро делаются круче и объединяются попарно. Последующие объединения становятся все больше, и затем разрушаются, превращаясь в систему турбулентных вихрей, захватывающих всю область течения. Слияние упорядоченных вихревых структур является основным фактором расширения слоев смешения по потоку.

Таким образом, согласно теории Рухани, в струйном течении должна наблюдаться повышенная концентрация пузырьков в слое смешения, где расположена центральная линия движения вихревых образований. Исследуем их влияние на пространственное положение дисперсной фазы более подробно.

В декартовой системе координат завихренность векторного поля скорости $\vec{V}(x, y, z)$ имеет вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{V} &= [\vec{\nabla} \times \vec{V}] = \begin{bmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ V_x & V_y & V_z \end{bmatrix} = \\ &= \left(\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) \vec{j} + \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) \vec{k}, \end{aligned} \quad (5.47)$$

здесь V_x, V_y, V_z – проекции скорости на оси x, y, z соответственно. Поскольку исследуется двумерное поле $\vec{V}(x, y)$ в плоскости симметрии струи, и поток организован так, что z -компонента скорости равна нулю выражение для $\operatorname{rot} \vec{V}$ примет вид:

$$\operatorname{rot} \vec{V} = \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) \vec{k}. \quad (5.48)$$

Сравним завихренность (рисунки 5.35 а, в) полей средней скорости (рисунки 5.23, 5.27) с пространственным распределением газовой фазы (рисунки 5.33 (в, г)). Хорошо заметна корреляция между максимумами завихренности и максимумами локального газосодержания (рисунки 5.35).

Еще одна характеристика, подтверждающая важную роль вихревых структур в гидродинамике многофазных смесей – положения «центров масс» вихрей (рисунок 5.36) для всех мгновенных полей скорости (рисунки 5.27). Как видно из рисунка, пространственное положение центров вихрей совпадает с максимумом концентрации дисперсной фазы (рисунки 5.35). Таким образом, из анализа пространственных распределений (рисунки 5.33) можно сделать вывод, что определяющее воздействие на распределение газовой фазы в импактной струе оказывает динамика вихревых структур. Полученные результаты подтверждают обоснованность применения современных моделей для расчета двухфазных потоков [117–131].

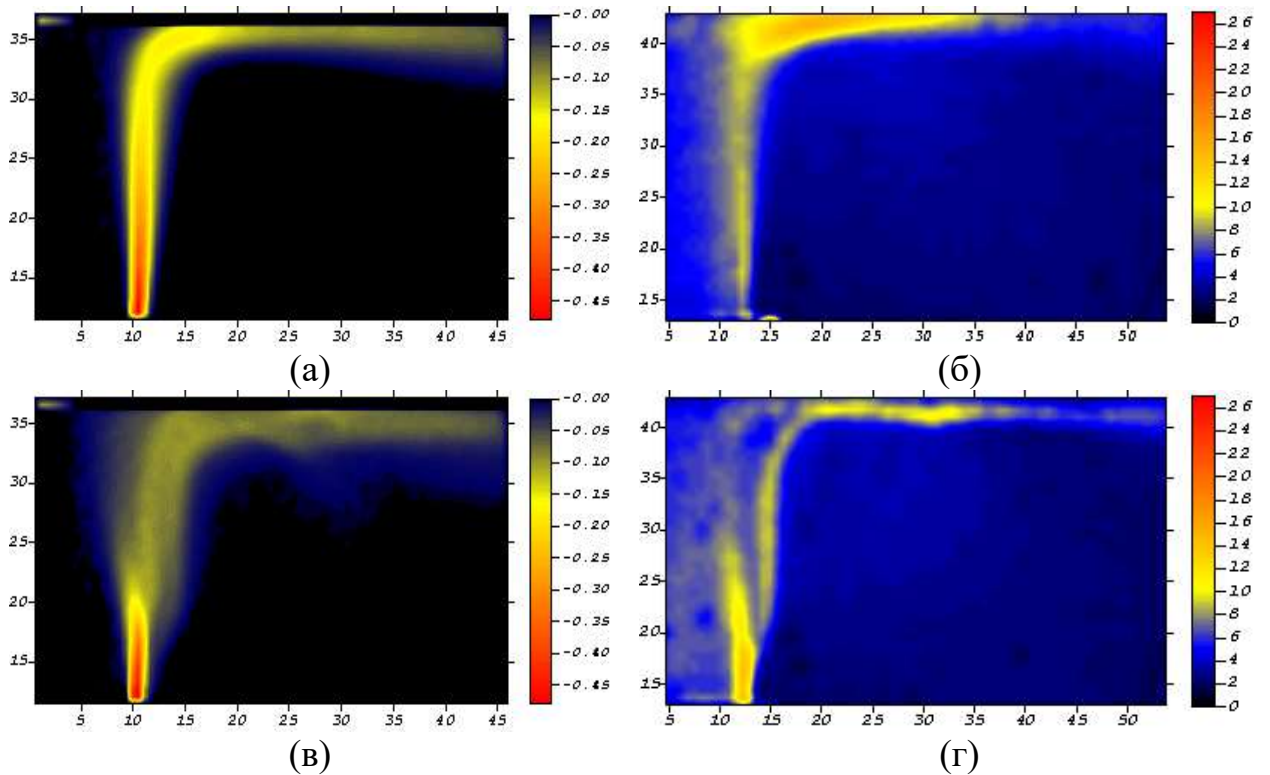


Рисунок 5.35 – Связь поля завихренности с пространственным распределением газовой фазы, $\varphi = 1,8\%$

без внешнего возмущения: (а) – поле завихренности; (б) – пространственное распределение газовой фазы;
с внешним возмущением: (в) – поле завихренности; (г) – пространственное распределение газовой фазы.

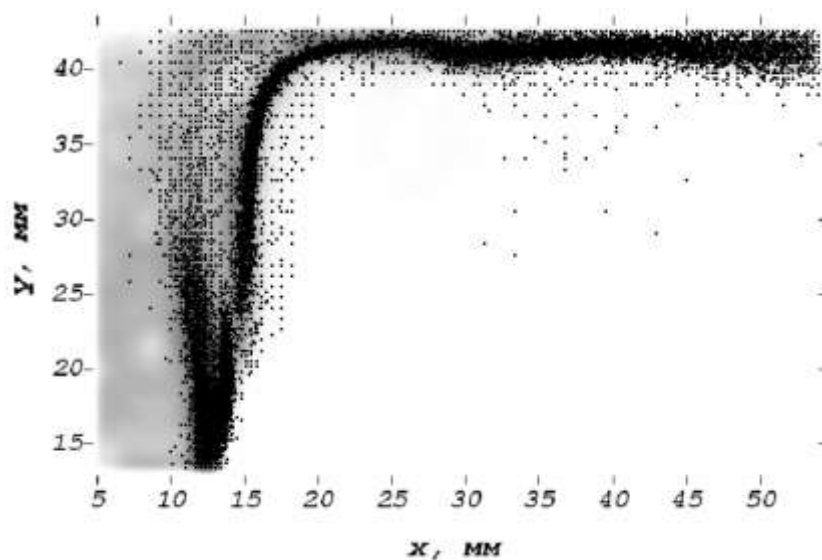


Рисунок 5.36 – Пространственное распределение центров вихревых образований. $\varphi = 1,8\%$, режим с внешним возмущением.

Проведем моделирование движения точечной частицы дисперсной фазы в поле скоростей непрерывной фазы. Методы корреляционной обработки позволяют выбрать из набора полей мгновенных скоростей, получаемых системой PIV $\vec{V}(x_i, y_i)$ подобные

$$R_k^l = \sum_j \sum_i \left[V_x^l(x_i, y_j) V_x^k(x_i, y_j) + V_y^l(x_i, y_j) V_y^k(x_i, y_j) \right] > R_{k \text{ порог}}^l.$$

Здесь x_i, y_i – дискретные координаты точек пространства, задаваемые системой PIV, V_x, V_y – проекции на оси x и y , вектора скорости $\vec{V}(x_i, y_i)$, соответственно $i = 1, 2, \dots, 80$; $j = 1, 2, \dots, 46$; $k = 0, 1, \dots, 3000$ – индексы суммирования; $l = 0, 1, \dots, 3000$ номер мгновенного поля скорости; R_k^l – коэффициент корреляции для полей скоростей с номерами k и l ; $R_{k \text{ порог}}^l$ – пороговый коэффициент корреляции. Проводя усреднение, получаем поля средних скоростей, используемых для моделирования движения дискретной фазы

$$\langle V_x^r(x_i, y_j) \rangle = \frac{1}{N} \sum_m V_x^m(x_i, y_j); \quad \langle V_y^r(x_i, y_j) \rangle = \frac{1}{N} \sum_m V_y^m(x_i, y_j),$$

где r – число средних полей скорости ($r = 13$), характеризующих различные этапы развития вихревых структур; $N \sim 200$ – число подобных мгновенных полей скорости, $m = 1 \dots 200$ – индекс суммирования.

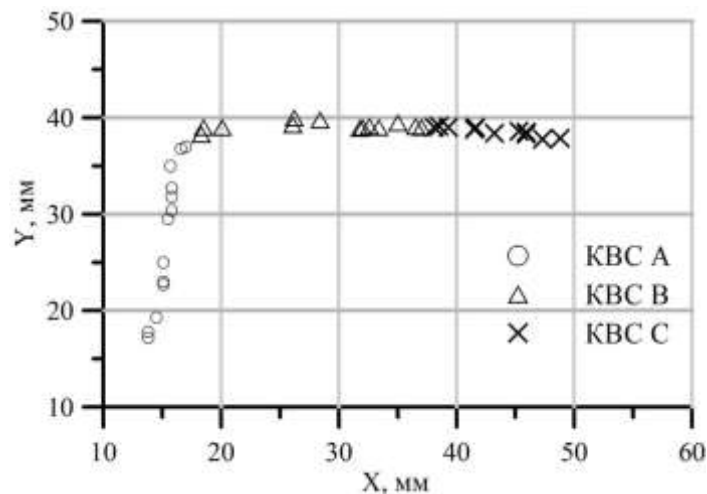


Рисунок 5.37 – Положение центров вихревых структур.

В таблице 5.1 приведены положения центров крупномасштабных вихревых структур А, В, С, изображенных на рисунке 5.37. Вследствие симметрии струи рассматривается только ее правая половина. Центр струи соответствует $X = 4,77$ мм. Координата импактной поверхности $-Y = 43$ мм.

Таблица 5.1 – Пространственное положение центров крупномасштабных вихревых образований.

Поле скоростей, r	КВС А	КВС А	КВС В	КВС В	КВС С	КВС С
	X, мм	Y, мм	X, мм	Y, мм	X, мм	Y, мм
1	13,8	17,8	18,3	38,3	38,1	39
2	13,8	17,2	18,5	39	38,5	39,1
3	14,5	19,3	20,1	39	39,3	39
4	15,1	22,7	26,1	39,3	41,5	38,8
5	15,1	23	26,2	40	41,6	39
6	15,1	25	28,4	39,8	43,2	38,4
7	15,5	29,5	31,8	38,9	45,3	38,6
8	15,8	30,4	32	39	45,9	38,3
9	15,8	31,8	32,6	39,1	45,9	38,5
10	15,8	32,7	33,4	39	47,3	37,8
11	15,7	35	35	39,5	48,8	37,9
12	16,6	36,8	36,5	39,1	-	-
13	17	37	37	39	-	-

Оценим промежутки времени Δt_r , между последовательными средними полями скоростей r . Частота генерации крупномасштабных вихревых структур 49 Гц, что соответствует периоду 20 мс. Таким образом, среднее время между последовательными полями скорости $20 \text{ мс} / 13 = 1,57$ мс.

Построим зависимость пространственного положения по оси Y от t для КВС А (рисунок 5.38), см. рисунок 5.37. Предполагая, что средняя скорость дрейфа вихревых структур не может претерпевать резких изменений, связываем разброс экспериментальных данных с неравномерностью временных интервалов (см. таблицу 5.2).

Таблица 5.2 – Временные промежутки между последовательными полями скоростей.

Поле скоростей, r	1	2	3	4	5	6	7
Δt_r , мс	0	0,17	2,67	0,47	1,42	2,92	0,37
Поле скоростей, r	8	9	10	11	12	13	
Δt_r , мс	1,67	3,97	0,87	1,13	0,91	2,07	

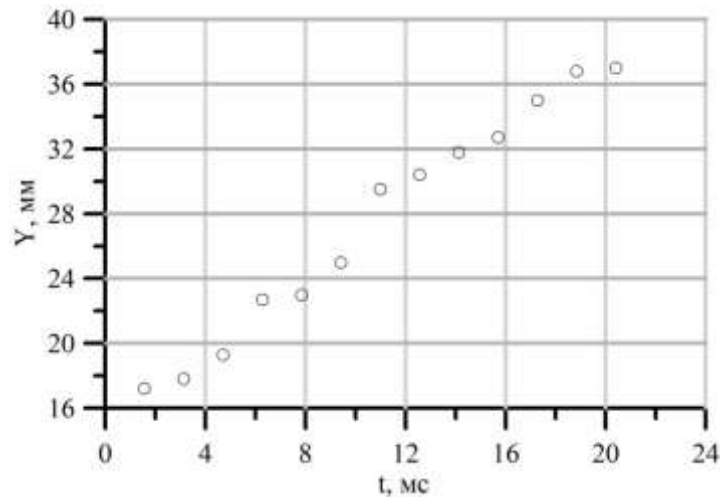


Рисунок 5.38 – Зависимость координаты центров КВС А от времени.

Для сравнения расчетных данных с экспериментом [131] использовались следующие параметры. Характерное распределение пузырьков (~ 290000) по размерам представлено на рисунке 5.39.

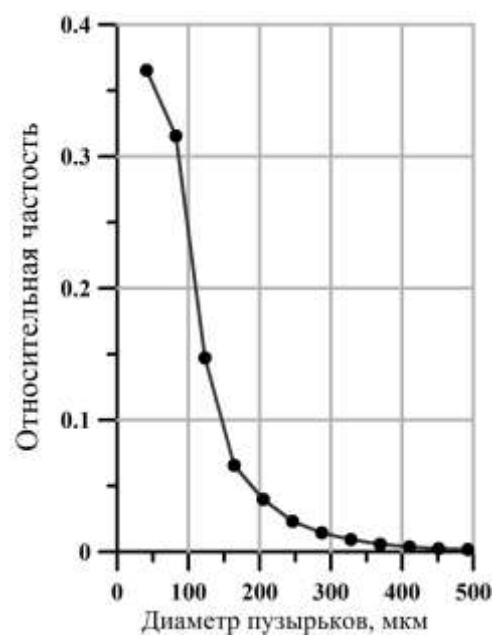
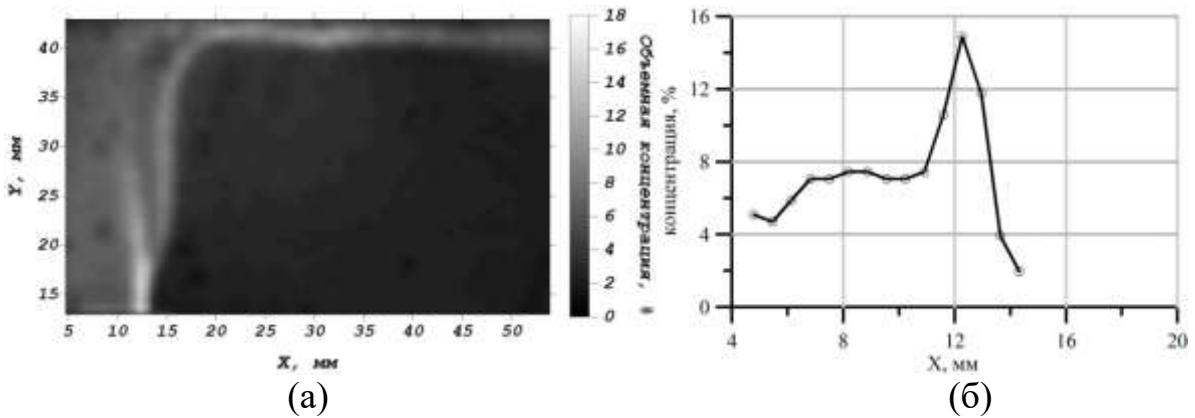


Рисунок 5.39 – Распределение пузырьков по размерам [131].

Профиль концентрации дисперсной фазы на срезе сопла и пространственное распределение газовой фазы в потоке – на рисунках 5.40 а, б [106].



(а) Пространственное распределение дисперсной фазы.
(б) Профиль концентрации на срезе сопла.

Рисунок 5.40 – Объемная концентрация дисперсной фазы в газонасыщенной импактной струе [131].

На одиночную сферическую частицу, движущуюся в потоке, действуют: силы, определяемые градиентом давления; вязкое трение; присоединенная масса; выталкивающая сила; сила Бассе. Под действием рассмотренных сил, частица приобретает постоянную скорость W_∞ , называемую предельной и характеризующую скорость относительного движения фаз

$$W_\infty = \frac{2R^2 a \left(1 - \frac{m_{\text{ч}}}{\rho_{\text{ж}} \nu_{\text{ч}}} \right)}{9\nu_{\text{ж}}},$$

где R – радиус частицы, a – ускорение, $m_{\text{ч}}$ – масса частицы, $\rho_{\text{ж}}$ – плотность жидкости, $\nu_{\text{ч}}$ – скорость частицы, $\nu_{\text{ж}}$ – вязкость жидкости. Время установления скорости носит название времени релаксации, t_u

$$t_u = \frac{R^2 \left(1 + \frac{2m_{\text{ч}}}{\rho_{\text{ж}} \nu_{\text{ч}}} \right)}{9\nu_{\text{ж}}} \quad [132].$$

Таким образом, скорость движения частицы будет складываться из скорости движения потока и предельной скорости. Если $t_r \ll \Delta t_i$, а концентрация мала, смещение частицы за время Δt_i может быть рассчитано как

$$\begin{cases} x = x_0 + (V_x + W_\infty^x) \Delta t_r, \\ y = y_0 + (V_y + W_\infty^y) \Delta t_r, \end{cases} \quad (5.49)$$

где x_0, y_0 - положение частицы в начальный момент времени, V_x, V_y - скорость жидкости в месте расположения частицы, W_∞^x, W_∞^y - проекция предельной скорости пузырька на оси x и y , соответственно [132].

Основной вклад в концентрацию дают крупные пузырьки, поэтому для качественного моделирования использовались пузырьки диаметром $d_b = 502$ мкм. Объемная концентрация пузырьков на срезе сопла рассчитывалась по формуле:

$$\varphi_V = \frac{V_b}{V} \cdot 100\% = \frac{\pi d_b^3}{6 \cdot \Delta x \Delta y_r \Delta z} \cdot 100\% = \frac{\pi d_b^3}{6 \cdot \Delta^2 x \Delta V_{0yr} \Delta t_r} \cdot 100\%, \quad (5.50)$$

где $\Delta x = \Delta z = 0,67$ мм, расстояние между соседними векторами скорости, $\Delta y_r = V_{0yr} \cdot \Delta t_r$, V_{0yr} - y -компонента скорости жидкости на срезе сопла в момент времени t_r . Средняя концентрация за время осреднения при этом будет составлять величину

$$\langle \varphi_V \rangle = \frac{\pi d_b^3 \cdot 100\%}{39 \cdot 6 \cdot \Delta^2 x} \sum_{i=1}^{39} \frac{1}{\Delta V_{0yi} \Delta t_i}. \quad (5.51)$$

Основная особенность пространственного распределения дисперсной фазы – появление двойного максимума на расстоянии 5 мм от среза сопла (рисунок 5.40 а). Объемная концентрация на срезе сопла максимальна в областях, представленных в таблице 5.3. и на рисунке 5.40б. Появление дополнительного максимума, вызванного движением вихревых структур, фиксировалось также в работе [133] при моделировании слоя смешения методом дискретных вихрей.

Таблица 5.3 – Точки на срезе сопла с максимальной объемной концентрацией.

X, мм	Y, мм	$\varphi_V, \%$
11,5906	13,636	10,6
12,2724	13,636	15
12,9542	13,636	11,8

Применим для расчета траектории движения пузырька модель сферы, движущейся в ускоренном потоке жидкости. В начальный момент времени пузырек помещается в одну из точек (X, Y) см. таблицу 5.3. По формуле (5.49) рассчитывается его перемещение за время Δt_r . Периодичность процесса генерации вихревых структур позволяет повторять процедуру произвольное количество раз. Промежуток времени моделирования в работе равняется трем циклам ($20 \text{ мс} \times 3$). Полученная информация о пространственной локализации пузырька в различные моменты времени отображается на одном кадре.

Объемная концентрация согласно (5.50), (5.51) зависит времени Δt_r и скорости ΔV_{0y} . Для учета этого факта пространственное положение рассчитывалось для различных начальных моментов времени ($r=1..13$), яркость пузырьков нормировалась согласно (5.50) и полученные изображения суммировались с учетом (5.51). Результат представлен на рисунке 5.41.

Пространственная локализация пузырьков, полученная с помощью численного моделирования, согласуется с экспериментальными данными. Таким образом, модель движения сферы в ускоренном потоке жидкости пригодна для описания динамики дисперсной фазы в газонасыщенной импактной струе.

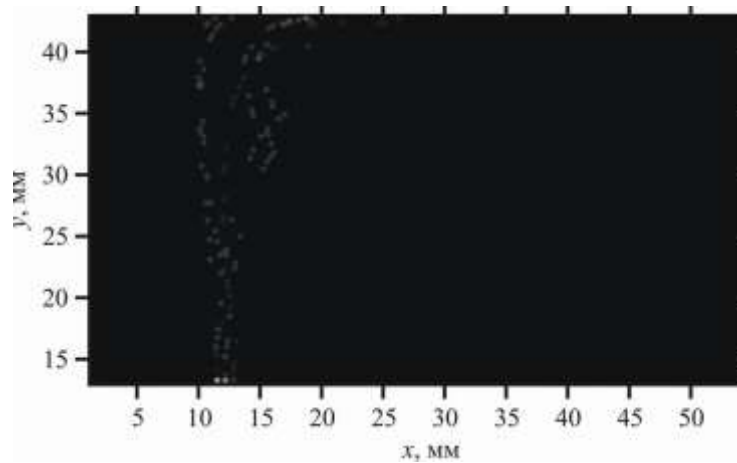


Рисунок 5.41 – Пространственная локализация дисперсной фазы.

Исследуем влияние дисперсной фазы на статистические свойства вихревых структур. Турбулентность в современном представлении – система вихревых образований. Такая концепция хорошо описывает многие явления. Однако до настоящего времени, вихрь, как таковой, остается малоизученным. Пространственная когерентность турбулентных потоков, приводит к зарождению вихревого движения. Получающаяся, в результате, система вихрей, также когерентна, и носит название когерентных структур. Вихревая динамика, описывающая развитие и взаимодействие таких структур, их связь с фоновой турбулентностью – основа для изучения и корректного моделирования турбулентных явлений (переноса массы и тепла, смешивания, химических реакций, горения, диссипации энергии, аэродинамического шума и т. д.).

Исследователями было предложено несколько методов нахождения крупномасштабных когерентных структур. Но если, в переходных режимах поиск вихрей – относительно простая задача, так как когерентные структуры возникают периодически во времени и пространстве, то при изучении развитой турбулентности (дальние зоны струй, следы, слои смешения) обнаружение вихревых структур путем анализа поля мгновенной завихренности затруднительно, и необходимо использовать дополнительные гипотезы.

Считается, что вихрь – вихревая трубка, поверхность которой состоит из вихревых линий. Однако существование завихренности не означает, существования вихря (например, при ламинарном течении в трубах). Для определения вихревых структур используют следующие признаки:

- а) в вихревом ядре должна быть ненулевая завихренность;
- б) область, занятая вихревым образованием, должна быть инвариантной, относительно преобразования Галилея.

Но и эти требования, в общем случае, не приводят к однозначной схеме определения области локализации вихря.

Рассмотрим основные методы вихревой идентификации, применяемые в настоящее время:

а) *Минимум локального давления.* При соблюдении циклострофического баланса (действие центробежной силы уравновешивается давлением) давление в центре вихревой структуры должно иметь минимум. Однако, точное соблюдение такого баланса возможно лишь в двухмерном невязком потоке. В трехмерном случае, применение метода минимума локального давления требует корректировки.

б) *Траектории и линии тока.* Для обнаружения вихревых структур используют замкнутость, или спиральность траектории. К сожалению, область, построенная таким образом, не является инвариантной относительно преобразования Галилея.

в) *Завихренность.* Величина завихренности часто применяется для обнаружения когерентных структур. Однако такой подход не всегда корректен при изучении свободных сдвиговых слоев, когда величина сдвиговой деформации сравнима с величиной завихренности.

г) *Комплексные собственные значения тензора скоростей деформаций.* Для описания локальных линий тока вокруг произвольной точки потока в системе координат, движущейся со скоростью этой точки можно использовать собственные значения тензора скоростей деформаций $\vec{\nabla}\vec{v}$. Предполагается,

что ядро вихря – область с комплексными значениями $\vec{\nabla}\vec{u}$, где комплексность означает, замкнутость или спиралевидность локальных линий тока, в системе отсчета, движущейся с этой точкой. Комплексные значения σ , $\vec{\nabla}\vec{u}$ удовлетворяют характеристическому уравнению

$$\sigma^3 - P\sigma^2 + Q\sigma - R = 0,$$

где $P \equiv u_{i,j} = 0$ (несжимаемый поток), $Q \equiv \frac{1}{2}(u_{i,j}^2 - u_{i,j}u_{j,i}) = -\frac{1}{2}u_{i,j}u_{j,i}$ и

$R = \det(u_{i,j})$ – три инварианта $\vec{\nabla}\vec{u}$. Комплексные собственные значения возникают, когда дискриминант Δ – положительный, т.е.

$$\Delta = \left(\frac{1}{3}Q\right)^3 + \left(\frac{1}{2}R\right)^2 > 0$$

Отметим, что в $\vec{\nabla}\vec{u}$ входят пространственные производные \vec{u} , следовательно, выражение является инвариантным, относительно преобразования Галилея.

д) *Второй инвариант $\vec{\nabla}\vec{u}$ и кинематическое число завихренности.* Область локализации вихря можно определить, как область с положительным вторым инвариантом Q тензора $\vec{\nabla}\vec{u}$, и дополнительным условием, минимума давления. Второй инвариант определяется как

$$Q = \frac{1}{2}(u_{i,j}^2 - u_{i,j}u_{j,i}) = -\frac{1}{2}u_{i,j}u_{j,i} = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2), \quad (5.52)$$

где $\|S\| = [\text{tr}(SS')]^{1/2}$, $\|\Omega\| = [\text{tr}(\Omega\Omega')]$, S и Ω – симметричная и антисимметричная часть $\vec{\nabla}\vec{u}$ то есть

$$S_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \text{ и } \Omega_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} - u_{j,i}).$$

Таким образом, Q – локальный баланс между сдвиговым напряжением и величиной завихренности.

Для измерения степени завихренности может быть использовано понятие кинематического числа завихренности N_k ,

$$N_k = \sqrt{\frac{|\omega|^2}{2S_{ij}S_{ij}}} = \frac{\|\Omega\|}{\|S\|} = \sqrt{1 + \frac{2Q}{S_{ij}S_{ij}}}, \quad (5.53)$$

которое является локальной мерой завихренности ω нормированной на скорость деформации. Для вращающегося твердого тела $N_k = \infty$, а при отсутствии вращения $N_k = 0$. Можно считать, что ядро осесимметричного вихревого потока – связная область с $N_k > 1$. Из выражения (5.53) можно заметить, что область с $N_k > 1$ идентична области, в которой $Q > 1$. Однако, поскольку Q нормировано на величину скорости деформации, критерий $N_k > 1$ не различает области высокой и малой завихренностью.

е) λ – критерий. Недостатки метода минимума давления: влияние нестационарной деформации, создающей минимум давления в отсутствие вихревого движения и влияние вязкости, подавляющей минимум давления в вихревом потоке. Применяя оператор $\vec{\nabla}$ к уравнению Навье-Стокса, можно получить:

$$a_{i,j} = -\frac{1}{\rho} p_{,ij} + \nu u_{i,jkk}, \quad (5.54)$$

где $a_{i,j}$ - градиент ускорения, а $p_{i,j}$ - симметрично. Откуда следует, что $a_{i,j}$ представляется в виде суммы симметричной и антисимметричной частей:

$$a_{i,j} = \left[\frac{DS_{ij}}{Dt} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} \right] + \left[\frac{D\Omega_{ij}}{Dt} + \Omega_{ik}S_{kj} + S_{ik}\Omega_{kj} \right] \quad (5.55)$$

симметричная часть антисимметричная часть

Антисимметричная часть (5.7) хорошо известна как транспортное уравнение завихренности. Симметричная часть (5.7) есть

$$\frac{DS_{ij}}{Dt} - \nu S_{ij,kk} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj} = -\frac{1}{\rho} p_{,ij}. \quad (5.56)$$

Для существования локального минимума давления в плоскости, необходимо, чтобы тензор $p_{,ij}$ имел два положительных собственных значения. Нет нужды учитывать вклад двух первых членов в левой части

(5.56), так как первый член представляет нестационарную невращательную деформацию, а второй – влияние вязкости. Таким образом, существование локального минимума определяется симметричной суммой $S^2 + \Omega^2$, собственные значения которой реальны. Если λ_1, λ_2 и λ_3 – собственные значения и $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$, λ - определение соответствует тому, что $\lambda_2 < 0$ внутри вихревого ядра (см. таблицу 5.4).

Таблица 5.4 – Возможный набор собственных чисел. Различие Q - и λ -определений.

λ_1	λ_2	λ_3	$\sum \lambda_i$	отрицательные λ_2	положительные Q
+	–	–	–	ядро вихря	ядро вихря
+	–	–	+	ядро вихря	нет ядра
+	+	–	–	нет ядра	ядро вихря
+	+	+	+	нет ядра	нет ядра

Из (5.5) и (5.8) следует, что

$$Q = -\frac{1}{2} \vec{\nabla} \cdot \vec{a} = -\frac{1}{2} \text{tr}(S^2 + \Omega^2) = -\frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3).$$

Таким образом, Q может рассматриваться как средний баланс между $\langle x, S^2 x \rangle / \langle x, x \rangle$ и $\langle x, \Omega^2 x \rangle / \langle x, x \rangle$ по всем направлениям, поскольку

$$Q = -\frac{1}{2} \text{tr}(S^2 + \Omega^2) = -\frac{3}{2A} \int \frac{\langle x, (S^2 + \Omega^2)x \rangle}{\langle x, x \rangle} dA,$$

где интегрирование ведется по всей поверхности инфинитезимальной сферы окружающей данную точку, A – поверхность сферы, \langle, \rangle - скалярное произведение.

В отличие от Q -определения, основанного на положительных значениях Q , λ -определение требует баланса между $\langle x, S^2 x \rangle / \langle x, x \rangle$ и $\langle x, \Omega^2 x \rangle / \langle x, x \rangle$ только в одной плоскости собственных значений. Поскольку $\langle x, S^2 x \rangle \geq 0$, тогда как $\langle x, \Omega^2 x \rangle \leq 0$, согласно λ -определению $\langle x, \Omega^2 x \rangle$ должно быть больше, чем $\langle x, S^2 x \rangle$ в одной плоскости собственных значений $S^2 + \Omega^2$.

Поскольку $S^2 + \Omega^2$ пренебрежимо мало на стенке, λ -определение исключает возможность того, что ядро вихря расположено вблизи поверхности. λ -, Q - и $\vec{\nabla} \vec{u}$ -определения в двумерном потоке эквивалентны [134].

Большинство коммерческих PIV систем обладают плохим временным разрешением. Время между последовательными измерениями составляет величину порядка одной секунды, что затрудняет определение спектральных свойств пульсационной компоненты скорости. В литературе описаны единичные системы, позволяющие проводить съемку с высокой частотой (до 35 тыс. кадров в секунду), однако такие установки обладают невысоким пространственным разрешением и требовательны к системам сбора и хранения информации. В некоторых случаях можно заменить временное Фурье преобразование на пространственное, но, к сожалению, на практике такие ситуации встречаются редко. Таким образом, возникает необходимость поиска нового универсального метода, который бы не зависел от частоты сбора информации и геометрических особенностей потока.

Согласно современным представлениям турбулентный поток обладает сложной структурой [135], содержащей разнообразные вихревые образования, отличающиеся как по форме, так и по размерам. Говоря о размерах вихрей, подразумевают их некоторые средние размеры и при этом различают мелкомасштабные и крупномасштабные вихри.

Пульсации скорости, которые фиксируются локальными зондами (термоанемометр, оптоволоконно, ЛДА [136, 137]), вызваны движением вихревых структур различных масштабов. Определяя скорости и размеры этих структур можно предсказать пульсационные характеристики потока. Информация о вихревых структурах может быть получена из мгновенных полей скорости, рассчитанных системой PIV. В настоящее время предложено большое количество методов позволяющих уверенно детектировать вихри как в простых случаях, когда они легко обнаружимы по картине мгновенной завихренности, так и в сложных, где вихревое движение вуалируется

присутствием сильного поперечного градиента скорости (слой смешения, пограничный слой). Таким образом, система PIV является эффективным средством изучения внутренней структуры турбулентности.

Поле скорости одиночного вихря с центром в начале координат выглядит, согласно [135],

$$\begin{aligned} V_{\varphi} &= \frac{\Gamma}{2\pi r} \left[1 - \exp\left(-r^2/4\nu t\right) \right], \\ V_r &= 0, \end{aligned} \quad (5.57)$$

Γ - циркуляция вихря с полем скоростей $V_{\varphi} = \Gamma/2\pi r$ в момент времени $t = 0$, ν - кинематический коэффициент вязкости, r - расстояние от центра вихря, t - время.

Путем несложных вычислений можно получить величину завихренности:

$$\text{rot } \vec{V} = I = \frac{\Gamma}{4\pi\nu t} \exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right). \quad (5.58)$$

Видно, что величина завихренности зависит от радиуса и параметров среды и определяется экспоненциальным законом. Для определения параметров вихря, при анализе мгновенного поля скорости, выбирается некоторая пороговая величина завихренности (выше уровня шума) $I_{\text{порог}} = 0,2 \cdot I_{\text{max}}$, которая дает возможность четко идентифицировать вихревые структуры и определить их геометрические параметры.

$$I_{\text{порог}} = \frac{\Gamma}{4\pi\nu t} \exp\left(-\frac{r_v^2}{4\nu t}\right). \quad (5.59)$$

Здесь r_v - размер вихря, соответствующий выбранной величине пороговой завихренности.

$$r_v = 2 \left[\nu t \ln \frac{\Gamma}{4\pi I_{\text{порог}} \nu t} \right]^{1/2}.$$

Определим энергию, которая заключена в сечении вихревого образования толщиной l , как сумму кинетических энергий малых объемов жидкости по пространству, в котором находится вихрь (рисунок 5.42).

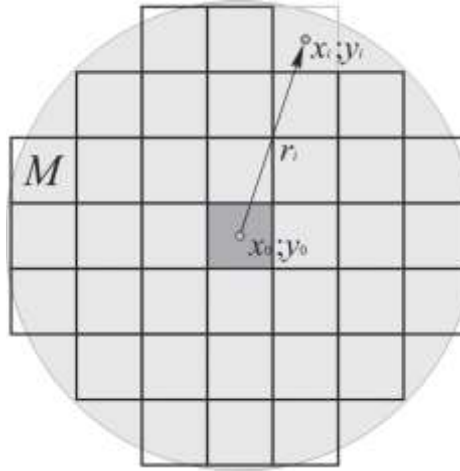


Рисунок 5.42 – Вычисление кинетической энергии, заключенной в сечении вихревого образования толщиной l .

Используем определение кинетической энергии:

$$E_i = \frac{1}{2} m V_i^2, \quad (5.60)$$

где m – масса малого объема жидкости, V_i – его линейная скорость. Масса жидкости определяется как $m = \rho l^3$. Здесь ρ – плотность жидкости.

Поскольку $\omega_i = \left(\frac{1}{2} \text{rot} \vec{V} \right)_i$ [135] при вращении жидкости вокруг центра масс,

формула (5.60) примет вид

$$E_i = \frac{1}{2} \rho l^3 \left(\frac{1}{2} \text{rot} V \right)_i^2 r_i^2.$$

Здесь использовано определение $V_i = \omega_i r_i$. Представим расстояние от оси вращения до i – го объема жидкости следующим образом

$$r_i^2 = (x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2,$$

где x_i, y_i – координаты i – ой точки, а x_0, y_0 – координаты центра масс. Тогда получим следующее выражение для кинетической энергии вихревого образования

$$E_{\text{полн}} = \frac{1}{8} \rho l^3 \sum_i (\text{rot} V)_i^2 \left[(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 \right]. \quad (5.61)$$

Здесь суммирование ведется по области M , занимаемой вихрем. Сумма определяется путем компьютерного расчета по результатам измерения двумерного поля скорости [138]. На рисунках 5.43 (а – г) приведены области, занимаемые вихревыми структурами.

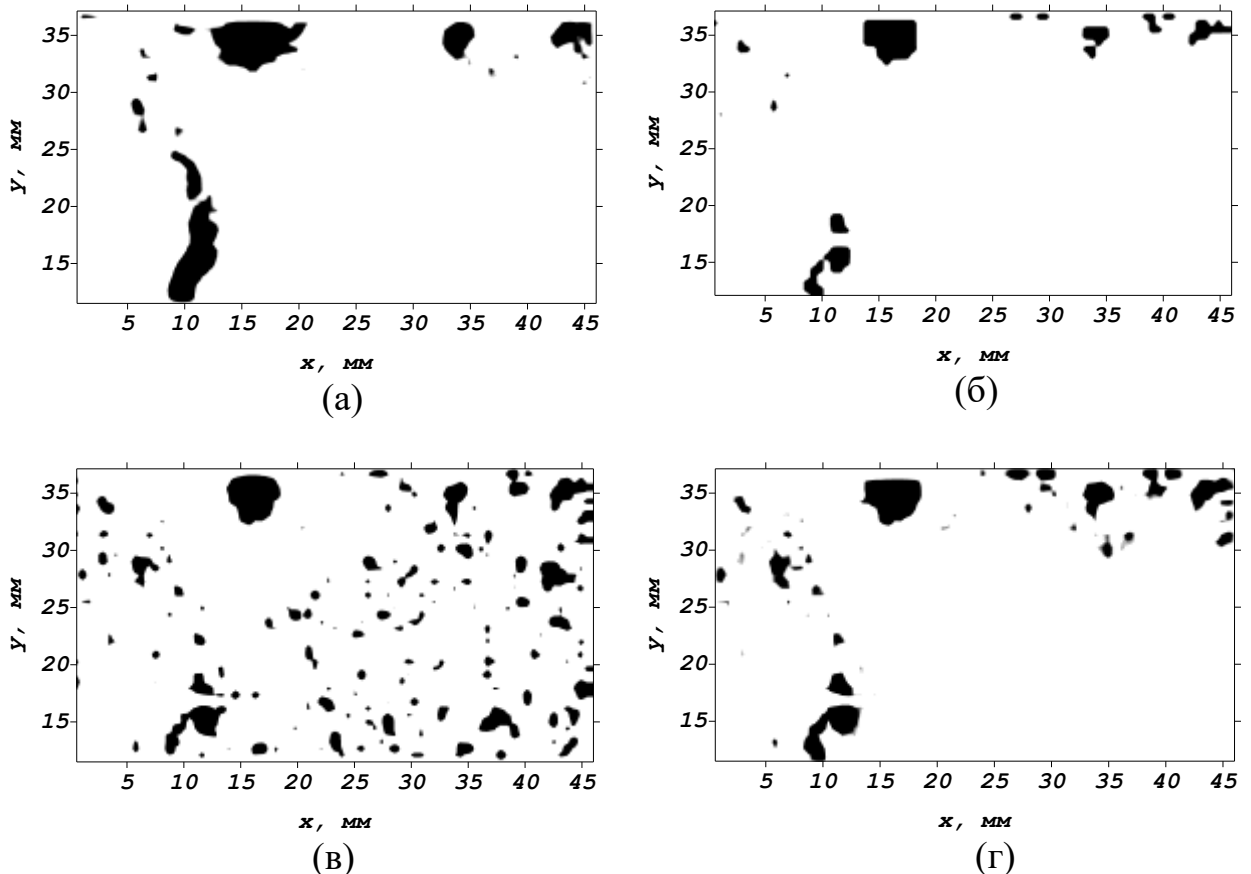


Рисунок 5.43 – Области, занимаемые вихревыми структурами:

- (а) – Области с высокой величиной завихренности;
- (б) – Комплексные собственные значения тензора скоростей деформации;
- (в) – Области с $N_k > 1$;
- (г) – λ -определение.

Согласно [135] к числу основных процессов, вызывающих образование, развитие и исчезновение вихрей, относится конвекция (адвекция), генерация (порождение), диффузия и, в последней стадии вырождения, диссипация (переход в тепло).

В процессе турбулентной диффузии происходит распад крупных вихрей на более мелкие, в которых инерционные явления еще преобладают

над вязкими. Находящиеся, в «инерционном интервале масштабов» вихри участвуют в конвекции и турбулентной диффузии, но они в пренебрежимо малой степени подвержены действию вязкости. Общий процесс дальнейшей деградации вихрей приводит, в конечном счете, к их превращению в мелкие вихри, на которые уже действует вязкая диффузия с последующей вязкой диссипацией кинетической энергии в тепло. Такая каскадная схема, конечно, несколько грубо передает действительные процессы, происходящие в турбулентных потоках, но правильно описывает общие тенденции. Вихри малого масштаба, быстро угасая, не способны сколько-нибудь долго хранить и переносить вниз по потоку информацию о возмущениях, возникших в выше расположенных областях потока.

Кинетическая энергия крупных вихрей имеет порядок удельной энергии местного осредненного движения. Затем она снижается с уменьшением масштаба и становится пренебрежимо малой у мелких вихрей.

На рисунке 5.44 показано распределение вихрей по энергиям в зависимости от размера, определяемого пороговым значением завихренности ($Re = 25000$).

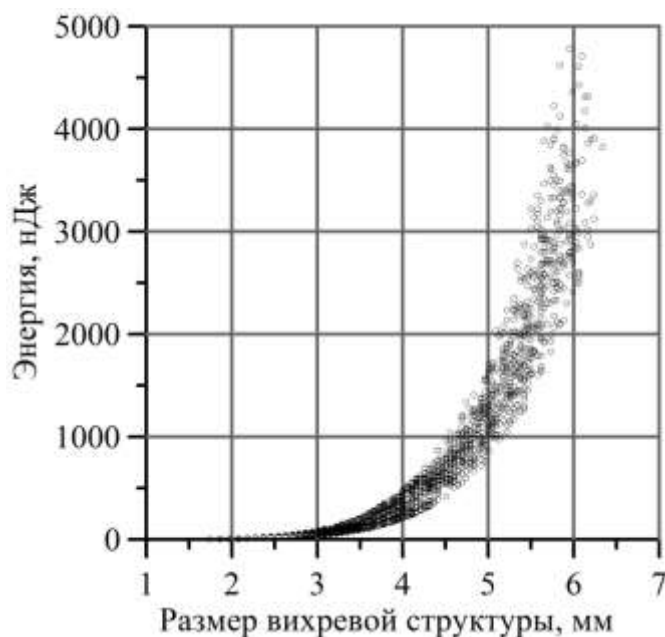


Рисунок 5.44 – Зависимость кинетической энергии вихревого движения от размера вихревой структуры.

Видно, что в изучаемой области рост размера связан с ростом энергии степенной зависимостью, как отмечалось в работе [139]. Сравнение зависимости энергии, нормированной на среднюю энергию потока, от размера вихревой структуры, с данными [139] проводится на рисунке 5.45. Подобие результатов служит косвенным подтверждением адекватности используемого анализа.

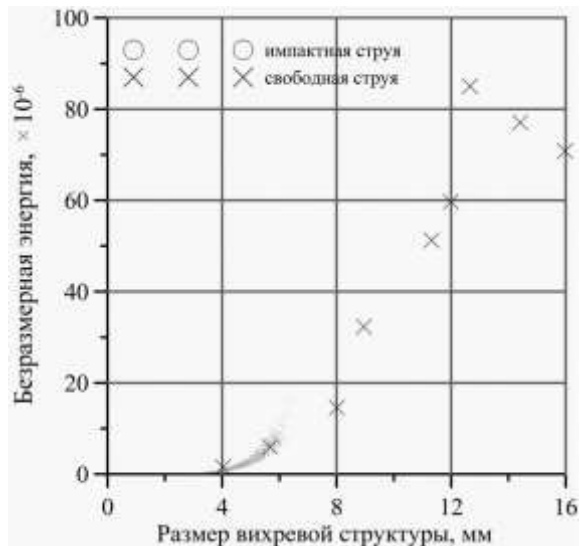


Рисунок 5.45 – Зависимость безразмерной энергии от диаметра вихревой структуры.

На рисунке 5.46 приведено пространственное распределение областей локализации вихревых структур. Вследствие симметрии струи рассматривается только ее правая половина. Центр струи соответствует координате $x = 4,77$ мм; импактная поверхность – $y = 43,3$ мм; край сопла – координатам $x = 12,25$ мм, $y = 13,3$ мм.

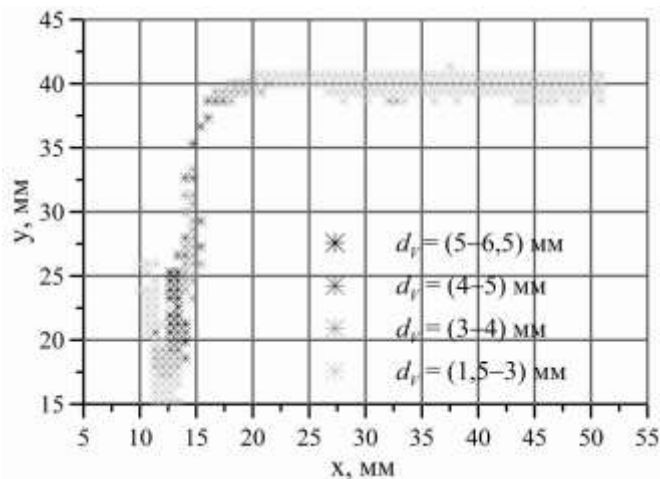
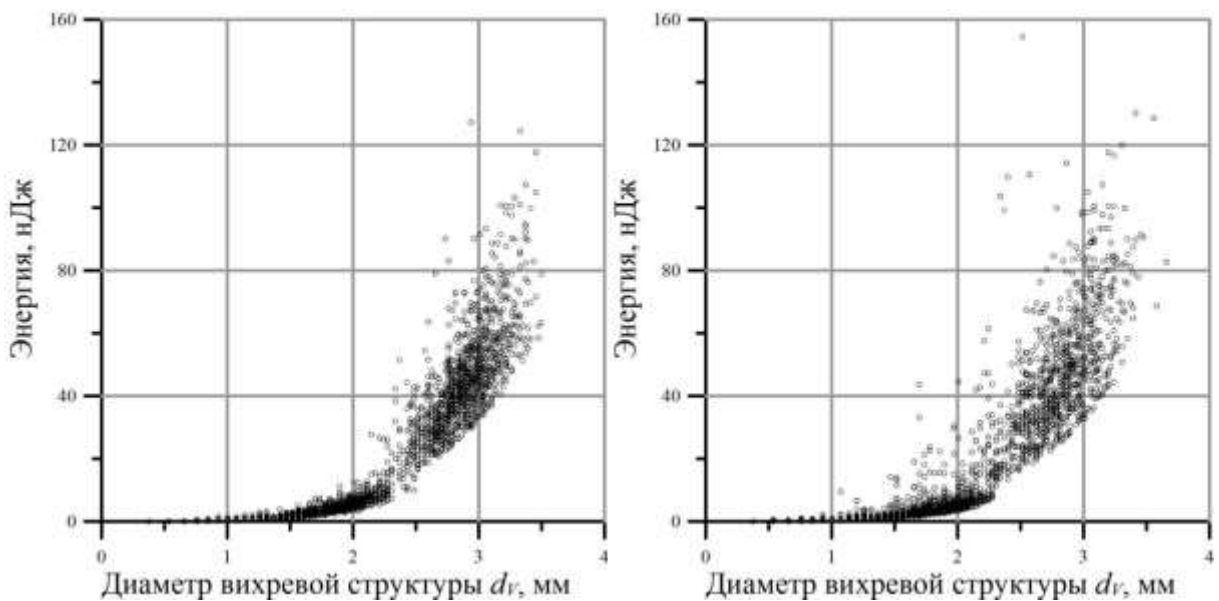


Рисунок 5.46 – Пространственная локализация вихревых структур в зависимости от размера.

Вблизи сопла размер вихрей минимален, минимальна и их энергия. Вниз по потоку вихри увеличиваются в размерах, достигая максимума при $y = (20 - 25)$ мм. Далее, вихри постепенно уменьшаются. Таким образом, пространственная локализация вихревых структур с различной энергией (рисунок 5.46) согласуется с классической моделью эволюции вихрей [114, 129, 130, 135] в струйных течениях.

В эксперименте ($Re = 12500$) частота съемки синхронизировалась с частотой возмущения, при этом камера фиксировала картину, состоящую из ряда локализованных в пространстве когерентных структур. Это позволяло проводить статистический анализ и изучать воздействие дисперсной фазы на вихревые структуры различных масштабов. На рисунках 5.47 (а, б) показано сравнение зависимостей $E(d_V)$ для однофазного и двухфазного потоков. Видно, что наличие дисперсной фазы приводит к увеличению разброса крупномасштабных вихревых структур по энергиям и размерам.



(а)

(б)

- (а) – однофазный поток;
 (б) - двухфазный поток

Рисунок 5.47 – Сравнение зависимостей $E(d_V)$ для однофазного и двухфазного потоков.

Аналогичное поведение вихревых структур отмечено в работах [115, 138]. На рисунке 5.48 приведено пространственное распределение областей локализации вихревых структур (координаты центров). Вследствие симметрии струи рассматривается только ее правая половина. Центр струи соответствует координате $x = 4,77$ мм. Верхняя граница совпадает с импактной поверхностью.

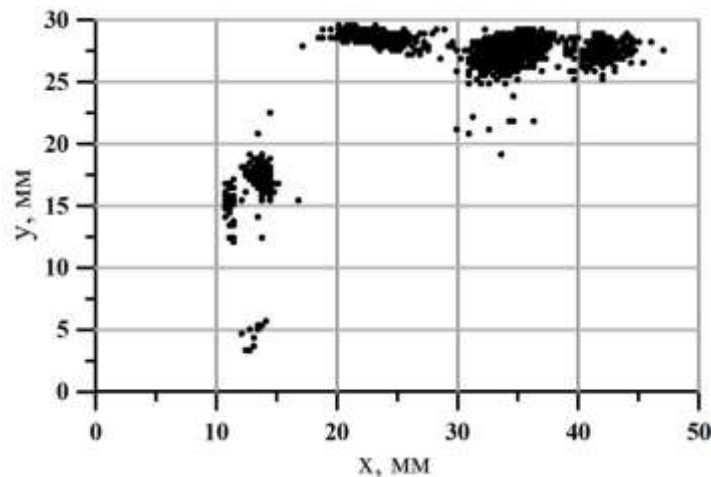
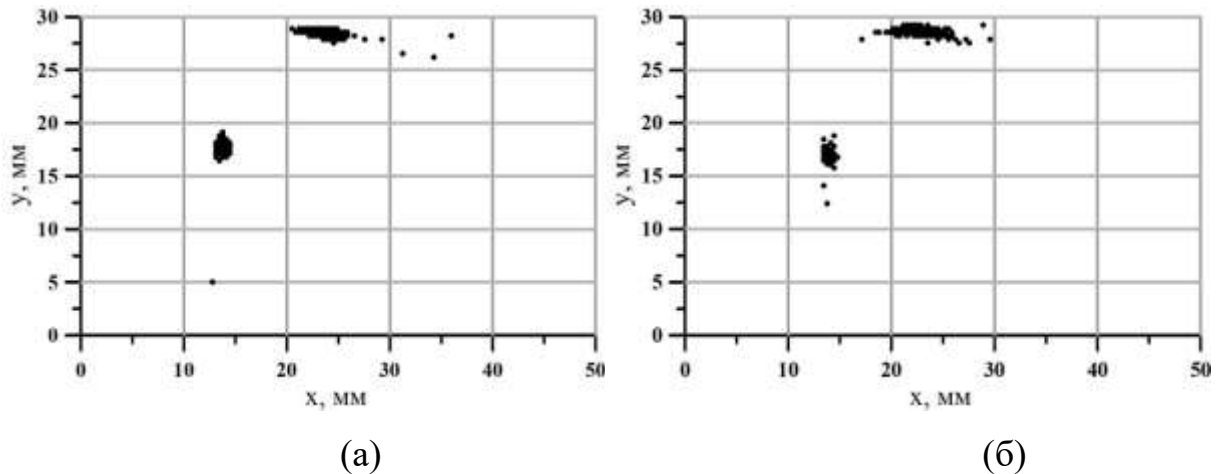


Рисунок 5.48 – Локализация вихревых структур в потоке.

На рисунке 5.49 представлены области локализации крупномасштабных вихревых структур ($d_V > 2,4$ мм) для однофазного и двухфазного потоков. Видно, что наличие дисперсной фазы приводит к смещению вихревых структур вверх по потоку (уменьшение энергии КВС). При этом растет разброс центров вихрей по координатам.

Таким образом, под воздействием дисперсной фазы крупномасштабные вихревые структуры разрушаются, что подтверждает данные, полученные в работах [115, 138].

Исследуем воздействие дисперсной фазы на энергетический спектр вихревых структур. В настоящее время получено большое количество экспериментальной информации, однако многие результаты противоречивы, что мешает построению корректных физических моделей.



- (а) – однофазный поток (2188 вихрей)
 средние координаты центров вихревых образований (x ; y):
 нижняя область – (13,7 мм; 17,7 мм);
 верхняя область – (23,8 мм; 28,5 мм);
- (б) - двухфазный поток (1764 вихря)
 средние координаты центров вихревых образований (x ; y):
 нижняя область – (13,9 мм; 17,0 мм);
 верхняя область – (23,0 мм; 28,7 мм));

Рисунок 5.49 – Влияние дисперсной фазы на локализацию КВС.

Например, в работах [140–143], где использовались относительно большие пузырьки $\sim 0,5$ см показано, что степень в спектре Колмогорова – $5/3$ плавно замещается на $-8/3$, что говорит о мгновенной диссипации турбулентной энергии в области следа за всплывающими в жидкости пузырьками. В противоположность этому в [144–146] классический спектр – $5/3$ остается справедливым даже при 25% содержании газа. Для объяснения этих расхождений авторы [147] вводят «пузырьковый» параметр b равный

$$b = \frac{\alpha U_R^2}{2u_0'^2}, \quad (5.62)$$

где α - объемное содержание газовой фазы, U_R – скорость всплывания пузырька в покоящейся жидкости, u_0' пульсационная компонента скорости в отсутствии пузырьков. Считается, что если $b > 1$ – основное влияние на поток оказывают всплывающие пузырьки, и наклон спектральной кривой будет подчиняться закону $-8/3$. В обратном случае $b < 1$ пузырьки являются

трассерами, и могут лишь в небольшой степени изменять турбулентные характеристики относительно закона $-5/3$. Проведенное сравнение с экспериментальными данными других авторов показало, что данный параметр в большинстве случаев оказывается хорошим качественным критерием влияния пузырьков газа на турбулентность.

Исследуем влияние дисперсной фазы на турбулентные характеристики осесимметричной импактной струи ($Re = 12500$). Оценим «пузырьковый» параметр b . Скорость всплытия пузырьков газа U_R в покоящейся жидкости определяется как

$$U_R = \frac{2gr_b^2}{9\nu_L},$$

где g – ускорение свободного падения, r_b – радиус пузырька, ν_L – кинематическая вязкость жидкости. Подставляя данные, для нашего эксперимента получаем скорость ~ 9 см/сек. Согласно формуле (5.63) «пузырьковый» параметр составляет величину $\sim 0,02$, таким образом, следует ожидать, что присутствие газовой фазы не будет существенным образом искажать степенную зависимость $-5/3$.

В данной работе был проведен статистический анализ размеров вихревых образований, в зависимости от типа потока (однофазный, двухфазный) и местоположения вихревой структуры. Анализировалась стационарная картина, состоящая из ряда когерентных структур. Статистический ряд содержал ~ 2000 полей мгновенной скорости. На рисунке 5.50 приведены области выборки информации.

Слева расположена ось симметрии струи, сверху – импактная поверхность. Области A, B, C, D соответствуют когерентной структуре на разных этапах ее развития. A – полностью сформировавшаяся структура, B, C, D – ее изменение вниз по потоку. Идентификация вихревых структур проводилась поиском областей с завихренностью, превышающей пороговое значение.

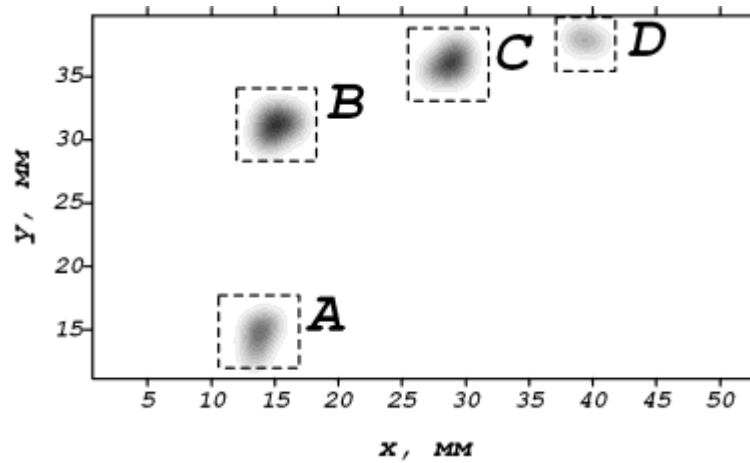
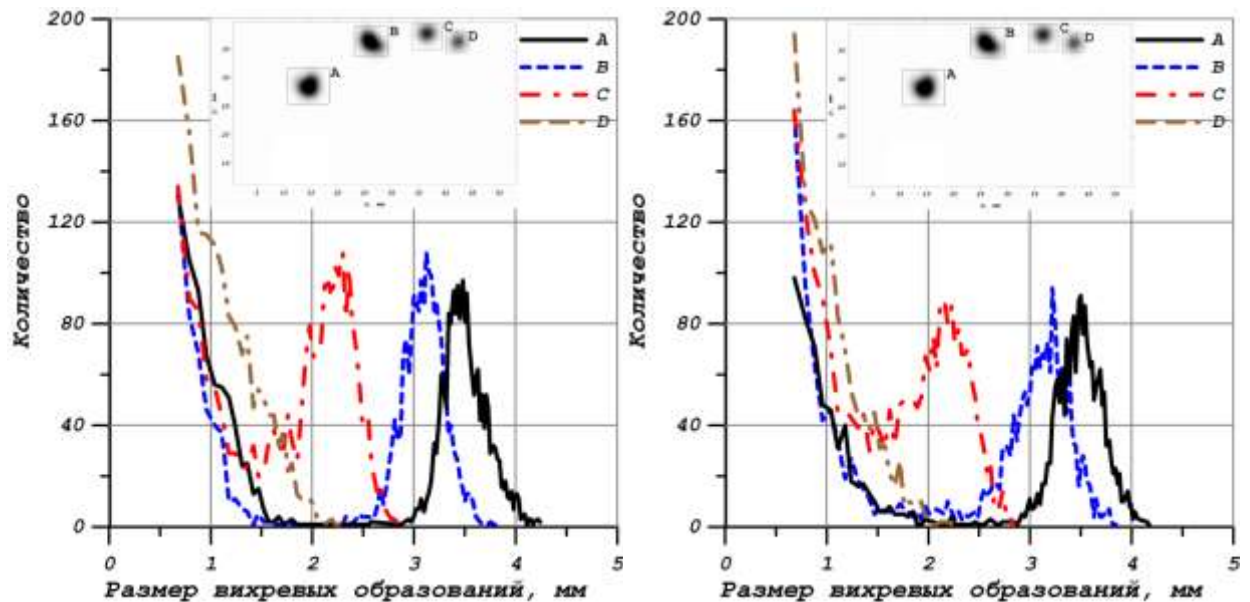


Рисунок 5.50 – Области выборки информации.

На рисунках 5.51 представлены результаты эксперимента. Рисунок 5.51 (а) соответствует однофазному, 5.51 (б) – двухфазному потокам.



(а) – однофазный поток

(б) – двухфазный поток

Рисунок 5.51 – Анализ динамики вихревых образований.

Как видно из рисунков, распределение вихревых образований по размерам в слое смешения имеет два максимума. Правый соответствует крупномасштабным когерентным структурам, левый – вихрям меньших масштабов. Вниз по потоку вихревые образования уменьшаются в размерах и в области *D*, полностью исчезают. Присутствие газовой фазы ($\sim 4,5\%$),

подавляет крупномасштабные структуры, что выражается в увеличении разброса вихрей по размерам (рисунок 5.51 б) и ускоряет их разрушение.

Исследуем суммарное распределение вихревых образований по размерам $N_A + N_B + N_C + N_D$, где N_i – число вихрей в области i . Как видно из рисунка 5.52, основной вклад в общее количество структур вносят мелкомасштабные образования в диапазоне масштабов, где происходит вязкая диссипация энергии. Количество вихрей в двухфазном и однофазном потоках существенным образом не изменяется.

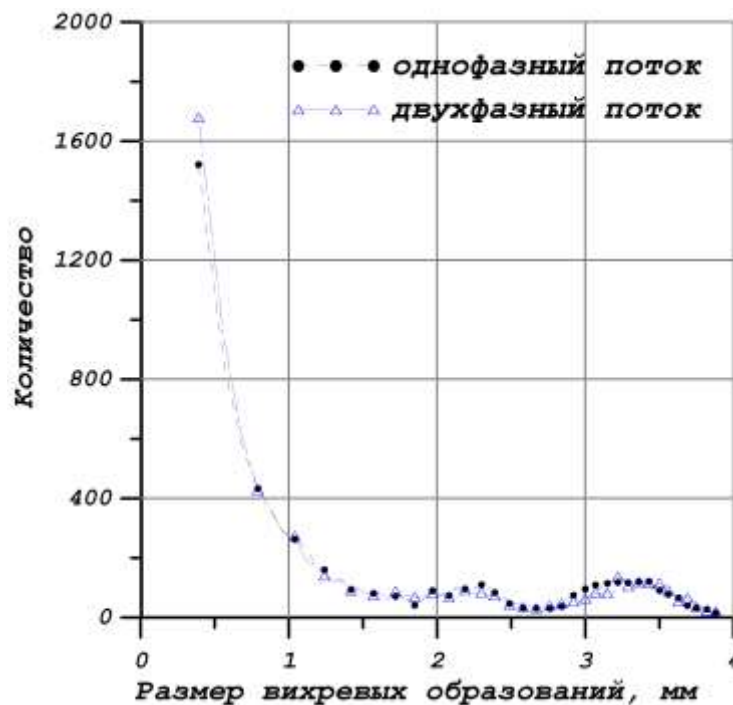


Рисунок 5.52 – Зависимость числа вихревых образований от размера для области $A+B+C+D$.

Построим энергетический спектр (5.61). Полученное распределение (рисунок 5.53) соответствует общепринятому представлению о доле турбулентной энергии содержащейся в вихрях определенных масштабов. В инерционном интервале, энергия крупных структур, образующихся на начальном участке струи постепенно передается более мелким образованиям и далее полностью гасится в мелкомасштабных структурах. Из рисунка 5.53 видно, что дисперсная фаза подавляет развитие крупномасштабных образований. Однако, влияние на степенную зависимость $-5/3$ практически

незаметно рисунок 5.54, что согласуется с наблюдениями других исследователей [138].

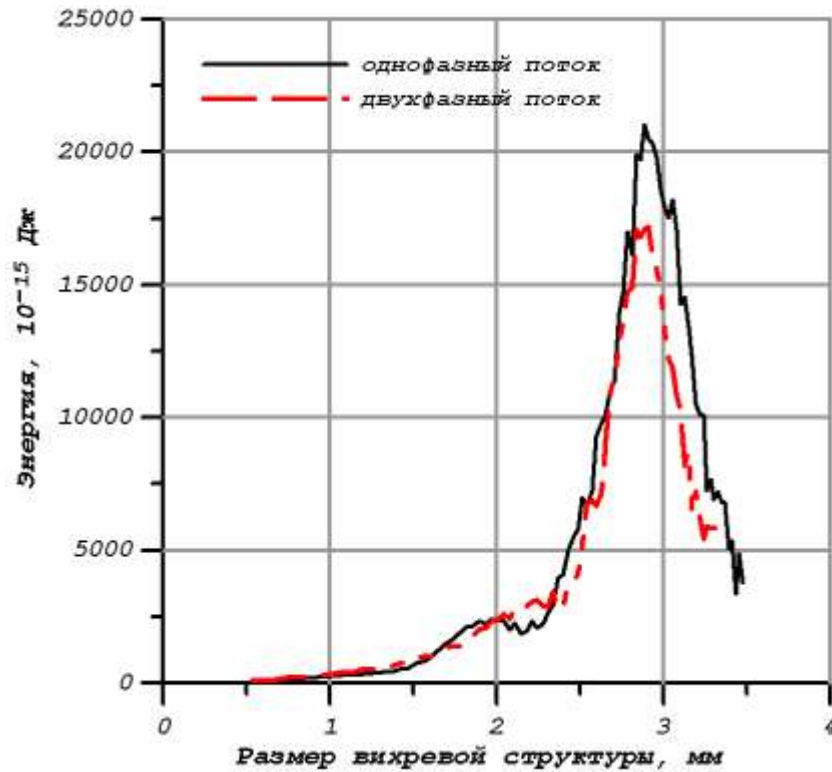


Рисунок 5.53 – Доля энергии, приходящаяся на вихри определенного масштаба.

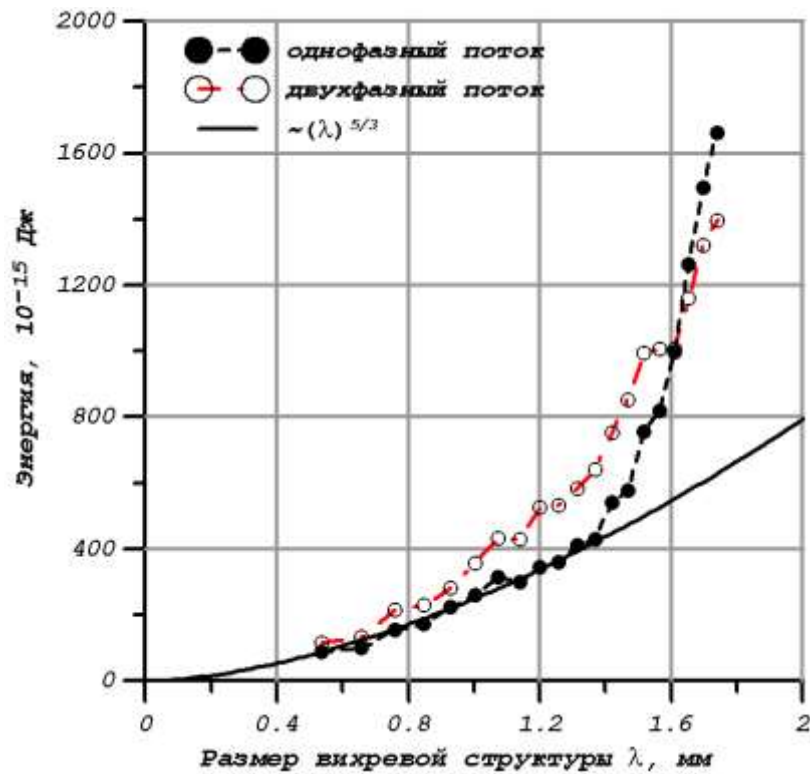


Рисунок 5.54 – Доля энергии, приходящаяся на вихри определенного масштаба (инерционный интервал).

5.5 Газокапельные течения

Распыливание – тонкое измельчение жидкостей, приводящее к образованию дисперсного газокапельного потока – широко применяется в современной технике (системы тепло- массообмена, химическая промышленность, сжигание жидкого топлива и т.д.). Важность параметров процесса приводит к необходимости детального изучения динамики газокапельных течений [148, 149].

При экспериментальном исследовании процесса распыливания жидкости основными определяемыми величинами являются: коэффициент расхода форсунки, распределение диспергированной жидкости по сечению струи, угол конусности струи, распределение капель по размеру их средний диаметр и скорость. Существует ряд способов определения числа и размеров капель в газокапельном потоке. Наиболее распространены контактные методы улавливания капель и отпечатков (следов, оставляемых каплями на специально подготовленной поверхности). Часто проводится анализ отвердевших в полете капель (используется вещество с низкой температурой плавления). В настоящее время широко применяются бесконтактные полевые и точечные оптические методы, использующие отражение, преломление, рассеяние, дифракцию и интерференцию (отраженного от внешней и внутренней поверхности капли излучения) взаимодействующего с каплями излучения [149–159]. Каждый из приведенных методов обладает рядом недостатков. Контактные методы искажают поток, инерционны (между отбором и обработкой проходит некоторое время) и нелокальны (большая область выборки). Оптические методы ограничены небольшой концентрацией дисперсной фазы, требуют использования сложного диагностического оборудования и неоднозначных алгоритмов обработки. На этом фоне перспективным выглядит метод [76], позволяющий сравнительно просто с высокой точностью определять размер и пространственное положение дисперсной фракции в газокапельных и пузырьковых течениях.

Изучим влияние процессов испарения, конденсации, слияния и дробления капель, на дисперсный состав потока формируемого пневматическими форсунками. Пространственное положение и размер дисперсной фазы определялись на основе [76]. Поле средних скоростей измерялось методом трассерной визуализации PIV (Particle Image Velocimetry) [107]. На рисунке 5.55 представлена схема эксперимента.

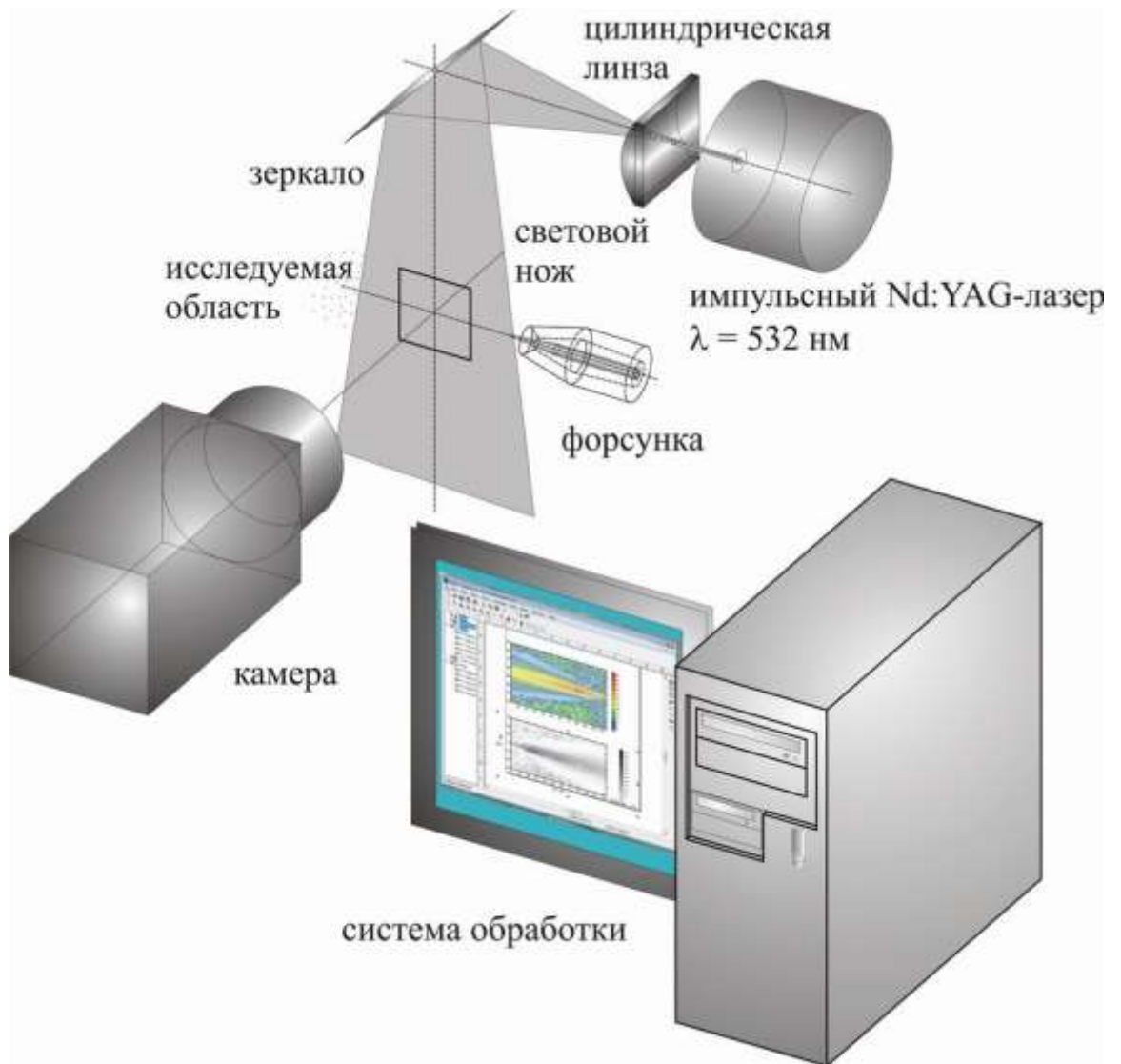


Рисунок 5.55 – Схема экспериментальной установки.

Излучение Nd: YAG-лазера (532 нм) аноморфотной оптической системой преобразовывалось в световой нож толщиной $h = 1 \text{ мм}$, который с помощью поворотного зеркала направлялся в исследуемую область потока (срез сопла). Регистрация изображения осуществлялась CCD камерой с

разрешением 2048×2048 пикселей ($18,6 \times 18,6 \text{ мм}^2$). При измерении поля скорости физический размер области составлял величину ($11,34 \times 11,34 \text{ см}^2$). Газокапельный поток формировался пневматической форсункой внутреннего смешения Paasche. Давление воздуха на входе – 1 атм., диспергируемая жидкость – дистиллированная вода ($t = 25 \text{ }^\circ\text{C}$), средняя скорость капель жидкости на выходе из сопла – 50 м/с.

За счет высокой численной концентрации мелкодисперсной фракции (рассеивающей лазерное излучение изотропно) внешние границы капель в изучаемом потоке визуализируются полностью [76] см. п. 5.2. На рисунке 5.56 приведен дисперсный состав потока. Размер выборки ≈ 500 тыс. капель.

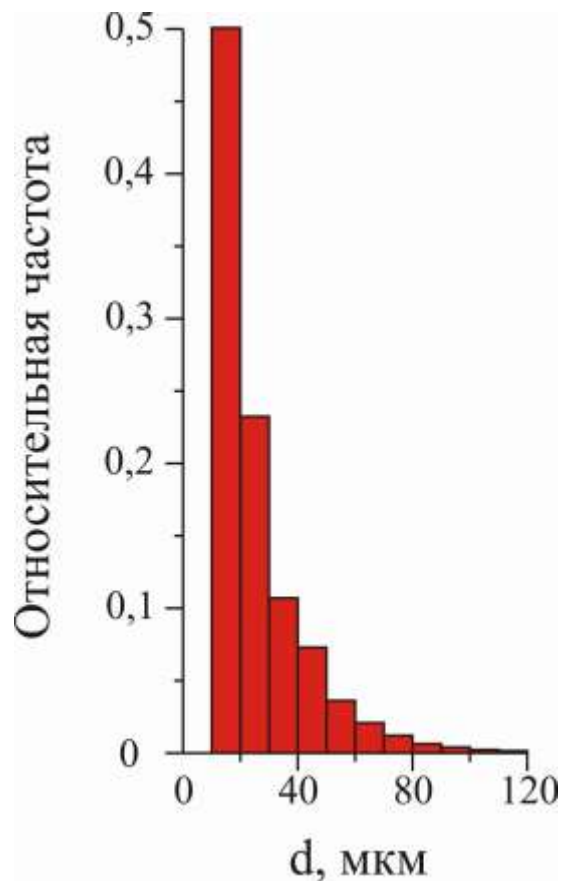
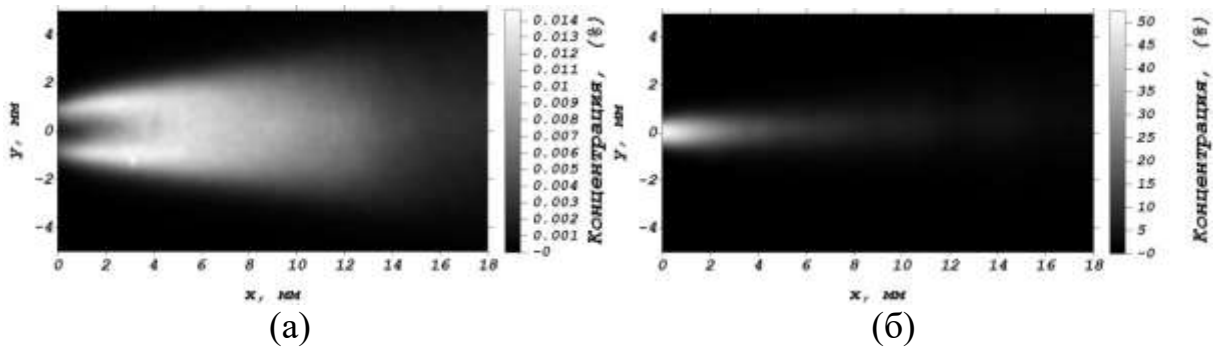


Рисунок 5.56 – Дисперсный состав газокапельного потока.

Средний размер – 24 мкм, что совпадает с данными, полученными интерферометрическим методом [153, 154, 157] независимо в [157]. На рисунках 5.57 (а, б) представлено пространственное распределение капель жидкости для различных фракций. Использовались следующие интервалы:

(0-20 мкм), и свыше (80 мкм). $S_A = 32 \times 32$ пиксела. Строилось поле средней концентрации размером 128×128 пикселей при выборке – 2000 изображений.



(а) – диаметр капли меньше 20 мкм.
(б) - диаметр капли больше 80 мкм.

Рисунок 5.57 – Пространственное распределение капель жидкости разных фракций.

Из рисунка видно, что основной вклад в объемную концентрацию вносят крупные капли диаметром больше 80 мкм. Мелкие капли (диаметр меньше 20 мкм) быстро испаряются (концентрация на расстоянии 20 мм от среза сопла существенно снижена). Качественно пространственное распределение дисперсной фазы совпадает с характерными распределениями для пневматических форсунок, приведенными в работе [158].

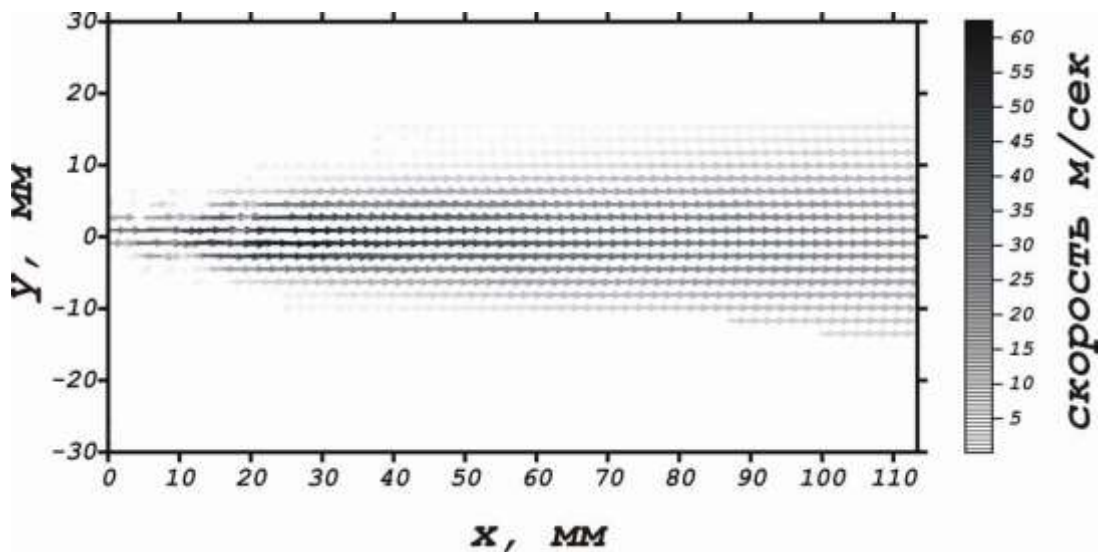


Рисунок 5.58 – Поле средней скорости в факеле форсунки.

На рисунке 5.58 показано поле средних скоростей полученных методом PIV. Проводилась съемка двух последовательных кадров с задержкой 20 мкс. При помощи корреляционных алгоритмов [107] реализованных в системе ПОЛИС Actual Flow v.2.1 изображения обрабатывались (размер области 64×64 пиксела, перекрытие 50%), и рассчитывались мгновенные поля скорости. Полученные данные усреднялись. Размер выборки составлял 200 полей скорости. Из рисунка видно, что газокапельная струя симметрична относительно оси y . Область с максимальными абсолютными значениями скорости локализована в пределах: $10 \text{ мм} < x < 55 \text{ мм}$, $-4 \text{ мм} < y < 4 \text{ мм}$.

На рисунке 5.59 представлена зависимость продольной компоненты скорости от расстояния до форсунки. Скорость достигает максимума на расстоянии 33 мм от среза сопла, и далее плавно уменьшается, что качественно согласуется с данными, приведенными в [158].

На основании пространственного распределения капель с диаметром меньшим 20 мкм (рисунок 5.57 а) и профиля скорости (рисунок 5.59) можно заключить, что время жизни малых капель τ составляет величину $\tau < (0,02 \text{ м}) / (40 \text{ м/с}) = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. В то же время, для неподвижных капель того же диаметра, согласно [159], время жизни $\tau \approx 10^{-1} \text{ сек}$.

По проведенной работе можно сделать несколько выводов. Метод определения размера дисперсной фазы [76] является эффективным при диагностике газокапельных потоков, позволяя получать данные о распределении по размерам и пространственном положении мелкодисперсной фазы ($d < 20 \text{ мкм}$) в высокоскоростном ($> 50 \text{ м/с}$) потоке, что чрезвычайно важно при использовании и разработке распыливающих устройств. В сочетании с методом PIV (тот же набор технических средств) может быть получена полная информация о характеристиках газокапельного потока.

Исследование динамики дисперсной фазы в факеле пневматической форсунки показало важную роль процессов испарения. В частности,

существенное уменьшение времени жизни ($\tau < 5 \cdot 10^{-4}$ с) мелких капель в высокоскоростном потоке [160].

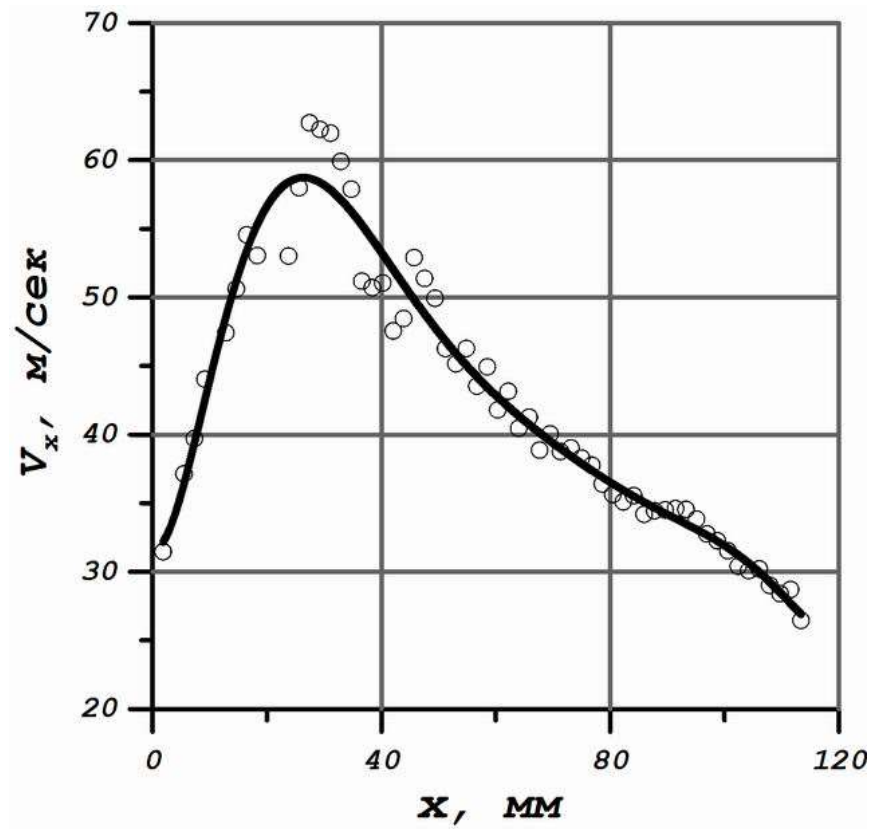


Рисунок 5.59 – Зависимость продольной компоненты скорости на оси струи от расстояния до форсунки.

Выводы к главе 5

- Создана оптическая система компенсации пространственных искажений в системах, состоящих из шаровых линз. Решена актуальная задача исследования течения жидкости в окрестности боковых точек контакта элементов шаровой упаковки при гравитационном растекании пленки. Зарегистрированы четыре основных режима обтекания точки контакта: безвихревое обтекание, образование устойчивой вихревой пары, генерация неустойчивых вихревых образований и режим со струйным срывом пленки жидкости из области мениска. Показано, что несимметрия орошения существенно влияет на структуру вихревых образований в окрестности точки контакта. В то же время установлено, что при распределенном орошении разница расходов в точках инъекции не приводит к изменению картины течения, значение имеет лишь суммарный расход жидкости.
- Создана оптическая система полевой диагностики пленочных течений на поверхностях сложной формы, позволившая изучить пленочное течение по одиночной сфере. В результате исследования практически и теоретически показано, что в диапазоне расходов 2 – 7 мл/с толщина пленки не зависит от расхода жидкости.
- Создана оптическая система полевой диагностики пузырьковых течений. Исследована динамика газожидкостного потока в осесимметричной импактной струе. Проведено моделирование движения пузырьков газа. Показано, что максимальная концентрация частиц дисперсной фазы расположена в области локализации вихревых структур. Экспериментально выявлено разрушение вихревых структур пузырьками газа.
- Создана оптическая система полевой диагностики газокапельных течений. Изучены процессы испарения в факеле распыла

пневматической форсунки. Показано, что время жизни капель мелкодисперсной фракции (< 20 мкм) не превышает 0,5 мс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненной работы и экспериментов изучена практическая применимость ряда локальных и полевых оптических методов для диагностики многофазных потоков с целью получения информации о дисперсном составе, пространственном распределении дисперсной фазы, а также измерения турбулентных параметров потоков в условиях низкой частоты выборки полей скорости. Исследованы особенности каждого метода, их недостатки и преимущества в применениях к конкретным объектам. Созданы технические средства локальной и полевой диагностики для достижения поставленной в диссертационном исследовании цели. Проведена апробация действующих образцов для решения актуальных задач гидромеханики. Теоретическая значимость исследования обоснована тем, что созданы физико-математические модели отражения и преломления оптического излучения границами раздела фаз, которые позволили оптимизировать, а также создать ряд оптических систем полевой и локальной диагностики газожидкостных течений.

1. Разработана лазерная оптическая система на основе одномодового оптического волокна, позволяющая определить размер сферических газовых пузырьков диаметром (0,15–2) мм, движущихся близко к оси волокна с известной постоянной скоростью в оптически прозрачных средах с высокой концентрацией дисперсной фазы до момента контакта приемного торца световода с исследуемым объектом;
2. Предложены доплеровские технологии на основе методов когерентной оптики, позволяющие определить размер и компоненты скоростей границ (>50 мкм/с) пузырьков (капель) диаметром (~ 1 мм) в потоках с низкой концентрацией дисперсной фазы;
3. Разработана система, формирующая изображение области контакта элементов шаровой засыпки, состоящая из двух стеклянных шаров и корректирующей линзы, помещенной в плоскость промежуточного

изображения, симметризирующей положение входного зрачка, позволяющая получить угловое поле зрения до 69 градусов и остаточные пространственные искажения не выше 1%.

4. Разработана оптическая технология, основанная на корректном освещении светопрозрачных границ раздела фаз диффузными протяженными источниками излучения, позволяющая формировать изображение, определять пространственное положение и геометрические параметры границ раздела фаз с относительной погрешностью, не превышающей $1/d$, где d – размер объекта на изображении в пикселах;
5. Предложена технология, использующая двумерные поля скорости, полученные корреляционным анализом пары изображений трассеров в потоке жидкости, зафиксированных через определенный интервал времени, позволяющая определять пространственное положение, геометрические, энергетические и статистические свойства крупномасштабных (> 1 мм) вихревых структур
6. Разработанные системы успешно использованы для получения экспериментальной информации о динамике газожидкостных течений:
 - газовые пузырьки в жидкости концентрируются в области локализации вихревых структур;
 - при пленочном обтекании сферы в диапазоне чисел Рейнольдса (20–120) толщина пленки не зависит от расхода жидкости в связи со сменой режима течения;
 - концентрация мелких капель (< 20 мкм) существенно снижается при удалении от пневматической форсунки, что вызвано процессами испарения;
 - структура течения при пленочном обтекании боковых точек контакта элементов шаровой засыпки аналогична течению за цилиндром. В диапазоне чисел Рейнольдса ~ 6 наблюдается безвихревое движение жидкости, $Re = (10–24)$ формируется устойчивая вихревая пара, $Re = (24–83)$ –

неустойчивые вихревые структуры, $Re > 83$ – формирование пленки в направлении перпендикулярном направлению наблюдения;

- присутствие дисперсной фазы разрушает крупномасштабные вихревые структуры в газонасыщенной осесимметричной импактной струе при числах Рейнольдса 12500, 25000 и средних размерах дисперсной фазы 400 мкм, 100 мкм, соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Физическая энциклопедия / гл. ред. А. М. Прохоров. М.: «Большая Российская энциклопедия» Т. V. Стробоскопические приборы – Яркость, 1998, С. 691.
- 2 Седов Л. И. Механика сплошной среды. 5-е изд., испр. – М.: Наука, 1994. Т. 1. 528 с.
- 3 Тартаковский Д. Ф., Ястребов А. С. Метрология, стандартизация и технические средства измерений: Учеб. для вузов. – М.: Высш. шк., 2001. – 205 с ил.
- 4 Instrumentation for fluid-particle flow. Edited by Shao L. Soo, Noyes Publications, 1999, P. 411.
- 5 Xu R. Particle characterization: Light scattering methods. Kluwer academic publishers. New York, Boston, Dordrecht, London, Moscow, 2002, P. 397.
- 6 Ходаков Г. С. Седиментационный анализ высокодисперсных систем / Г. С. Ходаков, Ю. П. Юдкин. М.: Химия, 1981. 192 с.
- 7 Coulter W. H. Means for Counting Particles Suspended in a Fluid, US Patent 2,656,508, 1953.
- 8 Лахтин Ю. М. Материаловедение. Учебник для высших технических учебных заведений, 1990, 528 С.
- 9 Яшин Я. И., Яшин Е. Я., Яшин А. Я. Газовая хроматография. – М., 2009. – 528 с. – ISBN 978-5-94976-825-9.
- 10 Грин Х., Лейн В. Аэрозоли – пыли, дымы и туманы. пер. с англ. под ред. Н. А. Фукса. Изд. 2, Изд-во «Химия», Ленинградское отделение, 1972, 428 с.
- 11 Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии / М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982. – 304 с.

- 12 Lebedev I. V. Measuring local velocities of small-scale flows using a laser / I. V. Lebedev, B. S. Rinkevichyus, E. V. Yastrebova // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. – 1969. – Vol. 10. – № 5. – P. 805–807.
- 13 Ринкевичюс Б. С. Доплеровский метод измерения локальных скоростей с помощью лазеров / Б. С. Ринкевичюс // *Успехи физических наук*. – 1973. – Т. 111. – № 2. – С. 305–330.
- 14 Ринкевичюс Б. С. Интерференция рассеянных на частице двух волн / Б. С. Ринкевичюс, А. Л. Соколов // *Оптика и спектроскопия*. – 1980. – Т. 49. – № 2. – С. 347–353.
- 15 Ринкевичюс Б. С. Исследование метрологических характеристик оптической схемы доплеровского анемометра с гауссовыми пучками / Б. С. Ринкевичюс, В. И. Смирнов, Е. Л. Соколова // *Автометрия*. – 1982. – № 3. – С. 30–34.
- 16 Ринкевичюс Б. С. Лазерный доплеровский анемометр для измерения сверхмалых скоростей / Б. С. Ринкевичюс, А. В. Толкачев, В. Н. Суторшин, В. Г. Чебунин // *Измерительная техника*. – 1986. – № 5. – С. 18–20.
- 17 Головин В. А. Исследование модели двухфазного потока с помощью оптического квантового генератора / В. А. Головин, Н. П. Коняева, Б. С. Ринкевичюс, Г. М. Янина // *Теплофизика высоких температур*. – 1971. – Т. 9. – № 3. – С. 606–610.
- 18 Rinkevichyus B. S. Doppler method for measuring the rotational velocity of particles in a two-phase flow / B. S. Rinkevichyus, G. M. Yanina // *Russian Physics Journal*. – 1975. – Vol. 17. – № 5. – P. 698–700.
- 19 Кононенко В. Л. Интегральные эффекты в лазерной доплеровской анемометрии двухфазных потоков. I. Общие соотношения и обратная задача / В. Л. Кононенко, Б. С. Ринкевичюс // *Физическая оптика*. – 1994. – Т. 77. – № 3. – С. 464–469.
- 20 Raskovskaya I. L. Diffraction method of simultaneous determination of the size and speed of large cylindrical particle / I. L. Raskovskaya, B. S.

- Rinkevicius, N. M Skornyakova, A. V. Tolkachev // *Measurement Techniques*. – 2004. – Vol. 47. – № 2. – P. 150–156.
- 21 Krohn D. A. *Fiber Optic and Laser Sensors IV*. SPIE Vo1.718, p.2, 1986.
- 22 Кашинский О. Н. Локальные гидродинамические характеристики двухфазных газожидкостных потоков / Дисс. докт. физ.– мат. наук, 1994, С. 331.
- 23 Jähne В. *Digital Image Processing*. 6th edition. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005, P. 639.
- 24 Чуриловский В. Н. Теория оптических приборов. М.: Машиностроение, 1966, 564 С.
- 25 Matsuno Y., Yamaguchi H., Okay T., Kage H., Higashitani K. The Use of Optic Probes for the Measurement of Dilute Particle Concentration: Calibration and Application to Gas-Fluidized Bed Carryover. *Powder Tech.*, 36, 215, 1983.
- 26 Hatano H., Ishida M. Study on the Entrainment of FCC Particles from a Fluidized Bed. *Powder Tech.*, 35, 201, 1983.
- 27 Nakajima M., Harada M., Asai M., Yamazaki R., Jimbo G. Bubble Fraction and Voidage in an Emulsion Phase in the Transition to a Turbulent Fluidized Bed. in *Circulating Fluidized Bed Technology ZZI* (Basu P., Horio M., Hasatani M., eds.), Japan, p.79, 1990.
- 28 Cutolo A., Rendina L., Arena U., Marzocchella A., Massirilla L. Optoelectronic Technique for the Characterization of High Concentration Gas-Solid Suspension. *Applied Optics*, 29, 1317, 1990.
- 29 Qin S., Liu G. Application of Optical Fibers to Measurement and Display of Fluidized Systems. in *Fluidization Science and Technology* (Kwauk M., Kunii D., eds.), China, p.258, 1982.
- 30 Salins R. B. Plastic Optical Fiber Displacement Sensor for Study of the Dynamic Response of a Solid Exposed to an Intense Pulsed Electron Beam. *Review of Scientific Instruments*, 46, 879, 1975.

- 31 Reh L., Li J. Measurement of Voidage in Fluidized Beds by Optical Probes. in Circulating Fluidized Bed Technology III (Basu P., Horio M., Hasatani M., eds.), Japan, p.163, 1990.
- 32 Hartge E., Rensner D., Werther J. Solids Concentration and Velocity Patterns in Circulating Fluidized Beds. in Circulating Fluidized Bed Technology II (Basu P., Large J. F., eds.), France, p.165, 1988.
- 33 Hartge E., Li Y., Werther J. Analysis of the Local Structure of the Two Phase Flow in a Fast Fluidized Bed”, in Circulating Fluidized Bed Technology (Edited by Basu P.), Toronto, p.153, 1986.
- 34 Bemmer G. A Simple Light Backscatter Technique to Determine Average Particle Size and Concentration in a Suspension. Powder Tech., 20, 133, 1978.
- 35 Джеррард А., Бёрч Дж. М. Введение в матричную оптику. – М: Мир, 1978. - 341 с.
- 36 Белоусов А. П. Исследование структуры газожидкостных потоков оптическими методами / Дисс. канд. физ.-мат. наук. Новосибирск. - 2005. - 184 с.
- 37 Физическая энциклопедия / гл. ред. А. М. Прохоров. М.: «Советская энциклопедия» Т. II. Добротность – Магнитооптика, 1990, С. 703.
- 38 Albrecht H.-E., Borys M., Hubner K. Generalized Theory for the simultaneous measurement of particle size and velocity using laser Doppler and laser two-focus methods. Part. Part. Syst. Charact., 10, 138–145, 1993.
- 39 Naqwi A. A., Durst F. Light scattering applied to LDA and PDA measurements. Part 1: Theory and numerical treatments. Part. Part. Syst. Charact., 8, 245-258, 1991.
- 40 Naqwi A., Durst F. and Liu, X., Two methods for simultaneous measurement of particle size, velocity, and refractive index. Applied Optics, 30, 4949-4959 (1991)
- 41 Taylor, A.M.K.P., Two phase flow measurements. Optical Diagnostics for Flow Processes (Eds. L. Lading et al.), Plenum Press, New York, 205-228 (1994)

- 42 Heitor, M.V., Starner, S.H., Taylor, A.M.K.P. and Whitelaw, J.H., Velocity, size and turbulent flux measurements by laser Doppler velocimetry. in: Instrumentation for flows with combustion (Ed. A.M.K.P. Taylor), Academic Press, London, 1 13-250 (1993)
- 43 Black, D.L., McQuay, M.Q. and Bonin, M.P., Laser-based techniques for particle size measurements: A review of sizing methods and their industrial applications. *Prog. Energy Comb. Sci.*, 22, 267-306 (1996)
- 44 Farmer, W. M., Measurement of particle size, number density and velocity using a laser interferometer. *Applied Optics*, 11, 2603-2612 (1972)
- 45 Farmer, W. M., Observation of large particles with a laser interferometer. *Applied Optics*, 13, 610-622 (1974)
- 46 Durst, F. and Zare, M., Laser-Doppler measurements in two-phase flows. *Proceedings of the LDA-Symposium, University of Denmark* (1975)
- 47 Roberts, D.W., Particle sizing using laser interferometry. *Applied Optics*, 16, 1861-1868 (1977)
- 48 Chigier, N. A., Ungut, A. and Yule, A. J., Particle size and velocity measurements in planes by laser anemometer, *Proc. 17th Symp. (Int.) on Combustion*, 3 15-324 (1979)
- 49 Yeoman, M. L., Azzopardi, B. J., White, H. J., Bates, C. J. and Roberts, P. J., Optical development and application of a two-color LDA system for the simultaneous measurement of particle size and particle velocity. *ASME Winter Annual Meeting, Arizona*, 127- 13 5 (1982)
- 50 Grehan, G. and Gouesbet, G., Simultaneous measurements of velocities and size of particles in flows using a combined system incorporating a top-hat beam technique. *App. Opt.* 25, 3527-3538 (1986)
- 51 Brankovic A., Currie I. G., Martin W. W. Laser-Doppler measurements of bubble dynamics. *Phys. Fluids.* – 27 (2). – P. 348–355. – 1984.
- 52 Negus, C. R. and Drain, L. E., Me calculations of scattered light from a spherical particle traversing a fringe pattern produced by two intersecting laser beams, *J. Phys. D: Applied Physics*, 15,375-402 (1982)

- 53 Durst, F., Review-combined measurements of particle velocities, size distribution and concentration. Transactions of the ASME, J. of Fluids Engineering, 104, 284-296 (1982)
- 54 Hess, C. F., Non-intrusive optical single-particle counter for measuring the size and velocity of droplets in a spray, Applied Optics, 23, 4375-4382 (1984)
- 55 Allano, D., Gouesbet, G., Grehan, G. and Lisiecki, D., Droplet sizing using a top-hat laser beam technique. J. of Physics D: Applied Physics, 17, 43-58 (1984)
- 56 Maeda, M., Hishida, K., Sekine, M., and Watanabe, N., Measurements of spray jet using LDV system with particle size discrimination. Laser Anemometry in Fluid Mechanics-II1 (Eds. R.J. Adrian et al., Selected Papers from the 3rd Int. Symp. on Appl. of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, 375-386 (1988)
- 57 Modarress, D. and Tan, H., LDA signal discrimination in two-phase flows, Experiments in Fluids, 1, 129-134 (1983)
- 58 Morikita, H., Hishida, K. and Maeda, M., Simultaneous measurement of velocity and equivalent diameter of non-spherical particles. Part. Part. Syst. Charact., 11, 227-234 (1994)
- 59 Hecht, E. and Zajac, A., Optics, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., New York (1982)
- 60 Kliafas, Y., Taylor, A.M.K.P. and Whitelaw, J.H., Errors due to turbidity in particle sizing using laser-Doppler anemometry. Trans. of the ASME, J. Fluid Engineering, 112, 142-148 (1990)
- 61 Hardalupas, Y., Hishida, K., Maeda, M., Morikita, H., Taylor, A.M.K.P. and Whitelaw, J.H., Shadow Doppler technique for sizing particles of arbitrary shape. Applied Optics, 33, 8417-8426 (1994)
- 62 Maeda, M., Morikita, H., Prassas, I., Taylor, A.M.K.P. and Whitelaw, J.H., Accuracy of particle flux and concentration measurement by shadow-Doppler velocimetry. Proc. 8th Int. Symp. on Appl. of Laser Techn. to Fluid Mech., Paper 6.4 (1996 a))

- 63 Borner, Th., Durst, F. and Manero, E., LDV measurements of gas-particle confined jet flow and digital data processing, Proc. 3rd Int. Symp. on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, Paper 4.5. (1986)
- 64 Hishida, K. and Maeda, M., Application of lasedphase Doppler anemometry to dispersed two-phase flow. Part. Part. Syst. Charact., 7, 152-159 (1990).
- 65 Grechikhin V. A. Study of acoustooptic effect in the region of interference of laser beams/ V. A. Grechikhin, I. L Raskovskaya, B. S. Rinkevichyus, A. V. Tolkachev // Quantum Electronics. – 2003. – Vol. 33. – № 8. – P. 742–746.
- 66 Raskovskaya I. L. Determination of the acoustic pressure in a liquid from the parameters of passing laser radiation / I. L Raskovskaya, B. S. Rinkevichyus, A. V. Tolkachev // Measurement Techniques. – 2006. – Vol. 49. – № 6. – P. 605–609.
- 67 Nguen V. T. The use of laser interference methods for acoustic field diagnostics / V. T. Nguen, I. L Raskovskaya, B. S. Rinkevichyus // Measurement Techniques. – 2008. – Vol. 51. – № 1. – P. 86–93.
- 68 J. C. Groen, R. F. Mudde, H. E. A. Van Den Akker. On the application of LDA to bubbly flow in the wobbling regime. Experimentals in Fluids, 27 (1999). PP. 435-449.
- 69 Argo IV T. F., Wilson P., Palan V. Measurement of the resonance frequency of single bubbles using a laser Doppler vibrometer. J. Acoust. Soc. Am. 123 (6), 2008, P. 121–125.
- 70 О.П. Белоусова П.Я. Белоусов. Измерение радиуса и скорости проскальзывания катящегося колеса лазерным доплеровским анемометром. Автометрия. 2011. Т.47, № 2, С.111–121.
- 71 Евсеев А. Р., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Тачков С. А., Тимкин Л. С. Измерение структурных характеристик газожидкостного потока лазерным анемометром с волоконным световодом. Процессы переноса в одно- и двухфазных средах. Новосибирск, 1986, с. 81-87.

- 72 Гречихин В. А. Цифровые методы обработки сигналов в лазерной анемометрии и виброметрии / В. А. Гречихин, Б. С. Ринкевичюс // Автометрия. – 1999. – № 1. – С. 59–66.
- 73 Гречихин В. А. Применение вейвлет-анализа моделей сигналов в лазерной доплеровской анемометрии / В. А. Гречихин, О. А. Евтихиева, М. В. Есин, Б. С. Ринкевичюс // Автометрия. – 2000. – № 5. – С. 59–66.
- 74 Белоусов П. Я., Дубнищев Ю. Н., Меледин В. Г., Павлов В. А. Лазерный доплеровский анемометр с временной селекцией ортогональных компонент вектора скорости // Автометрия.– 1988.– № 2.– С. 43–49.
- 75 Ландау Л.Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. Теоретическая физика: Том VI / М.: Наука, 1986. – 736 с.
- 76 Белоусов А. П., Белоусов П. Я. Метод измерения дисперсного состава и локального газосодержания газожидкостных потоков // Автометрия. – 2008. – №2 (44), С. 50–55.
- 77 Белоусов А. П. Определение скорости и размера пузырьков в двухфазных потоках с помощью лазерного доплеровского анемометра / А. П. Белоусов, П. Я. Белоусов, Л. А. Борыняк // Автометрия. – 2015. – Т. 51. – №6. – С. 47–51.
- 78 Струминский В. В. Основные пути повышения эффективности технологических процессов. // В сб. Аэродинамика в технологических процессах. М.: Наука, 1981, с. 7–13.
- 79 Струминский В. В., Павлихина М. Я. Экспериментальные исследования распределения скоростей за стационарным зернистым слоем катализатора. // В сб. Аэродинамика в технологических процессах. М.: Наука, 1981, с. 63–74.
- 80 Филиппов В. М. Измерения поля потока за неподвижным зернистым слоем. - В сб. Аэродинамика в технологических процессах. М.: Наука, 1981, с. 13–29.

- 81 Кириллов В. А., Кузьмин В. А., Пьянов В. И., Канаев В. М. О профиле скорости в неподвижном зернистом слое // Доклады АН СССР. 1979, т.845, №1, с. 159–162.
- 82 Lerou J. J. and Froment G. F. Velocity, temperature and conversion profiles in fixed bed catalytic reactors // Chem. Eng. Sci, 1977, v. 32 № 8, p. 853-861.
- 83 Mickley H. S., Smith K. A. and Korchak E. I. Fluid flow in packed beds // Chem. Eng. Sci., 1965, v. 20 № 3, p. 853-861.
- 84 Van der Merwe D. F. and Gauvin W. H. Velocity and turbulence measurements of air flow through a packed bed // AIChE Journal, 1971. v. 17, № 3, p.519-528.
- 85 Akehato R., Sato K. Flow distribution in packed beds // Kagaku Kogaku (Chem. Eng. Japan), 1958, v. 22, № 7, p. 430-436.
- 86 Накоряков В. Е., Бурдуков А.П., Кашинский О.Н., Гешев П.И. Исследование турбулентных течений двухфазных сред // Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1973.
- 87 Kubota, Hiroshi, Ireda Minoru and Nishimura Vasuhico Note on flow-profile in packed beds // Kagaku Kogaku (Chem. Eng. Japan), 1966, v. 4, № 1, p. 58-61.
- 88 Колесанов Ф. Ф. Движение газа через слой кусковых материалов // М.: Издательство литературы по черной и цветной металлургии. 1956, с. 43-65.
- 89 Carins E. J. and J. M. Prausnitz Velocity profiles in packed and fluidized beds // Ind. and Eng. Chem. 1959, v. 51, №12. p. 1441-1444.
- 90 Аэров М. О., Годес О. М., Наринский Д.А. Аппараты со стационарным зернистым слоем // Л.: Химия, 1979, с. 77-81.
- 91 Табунщиков Н. П. Поле скорости газа в шахтных известковых печах // ЖПХ. 1956. т. 29. №1. с. 32- 40.
- 92 Краснушкина Н. В., Дильман В. В., Сергеев С. П. Влияние профиля скорости потока в слое катализатора на производительность реактора

синтеза аммиака // В сб. Аэродинамика в технологических процессах // М.: Наука. 1981. с. 74-79.

93 Абаев Г. М., Попов В. Н. и др. Результаты исследования аэродинамики зернистого слоя на стендах и промышленных реакторах синтеза мономеров для синтетического каучука. // В сб. Аэродинамика в технологических процессах. М.: Наука. 1981. с. 79-91.

94 Christiansen C. Untersuchungen uber die optischen Eigenschaften von fein vertheilten Korpern // Ann. Physik Chem. 1884. v. 23, p 298-310.

95 Johnston W., Dybbs A., Edwards R. Measurement of fluid velocity inside porous media with a laser anemometer // The Physics of fluids, 1975. v. 18, № 7, p. 913-914.

96 Vonka T. Three – dimensional velocity measurements in fuel rod bundle models by means of laser Doppler technique // Experimentiertechn. Gebiet Thermo-und Fluiddyn Proc. Fachtag, 1976, Berlin Feil I. P. Л. Метрология, 1978. II. 32.836.

97 Bernard J. M., Lee R. M. and Wang C. P. Dynamic measurements in unsteady flows // Dynamic flow conference. Abstracts, 1978. Baltimore – Marseille, BD I. 225.

98 Волков В. И., Мухин В. А., Накоряков В. Е. Исследование структуры течения в пористой среде. // ЖПХ, 1981, т. 54, № 4. с. 838

99 Yevseyev A. R., Nakoryakov V. E., Romanov N. N. Experimental investigation of a turbulent filtration flow // Int. J. Multiphase Flow, 1991, Vol. 17, No. 1, pp. 103-118.

100 Kai Guo, Fen Guo, Yuanding Feng, Jianfeng Chen, Chong Zheng, Nelson C. Gardner Synchronous visual and RTD study on liquid flow in rotating packed-bed contactor // Chem. Eng. Sci. 55(2000) 1699-1706.

101 Plumb O. A., Burnett D. B., Shekarriz A. Film Condensation on a Vertical Flat Plate in a Packed Bed // Journal of Heat Transfer. 1990. V.112. P.235-239.

- 102 Богомолов А.Р., Петрик П.Т. Гидродинамика течения пленки жидкости на вертикальной поверхности в зернистой среде. Сибирский физико-технический журнал. – 1993. №6, с.3-5.
- 103 Богомолов А.Р., Петрик П.Т., Цой О.Н. Теплообмен при конденсации на поверхности вертикального цилиндра, погруженного в зернистый слой. // Химия и химическая технология. Сб. науч. тр. / КузГТУ – Кемерово, 1995. С.60-66.
- 104 А.П. Белоусов, П.Я. Белоусов "Оптический метод исследования газожидкостных потоков в шаровых засыпках" Автометрия, 2003, т.39, №2, с. 12-17.
- 105 Bongiovanni C., Chevaillier J. P., Fabre J. Sizing of bubbles by incoherent imaging: defocus bias. *Exp. in Fluids* 23, 1997, P. 209–216.
- 106 Белоусов А. П. Пространственное распределение газовой фазы в осесимметричной затопленной импактной струе // Прикладная механика и техническая физика, т. 50, №4, 2009, стр. 33–38.
- 107 Raffel M., Willert C., Wereley S., Kompenhans J. *Particle Image Velocimetry / A Practical Guide / Springer-Verlag Berlin Heidelberg*, 2007, P. 448.
- 108 Алексеенко С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г. Волновое течение пленок жидкости. – Новосибирск: Наука. 1992. – 256 с.
- 109 М.Ван-Дайк. Альбом течений жидкости и газа. 184 стр. М.: Мир, 1986.
- 110 Белоусов А. П., Богомолов А. Р., Маркович Д. М. Гидродинамическая структура двухфазного течения в окрестности точек контакта элементов шаровых засыпок. *Теплофизика и аэромеханика*, 2004, т. 11, № 3, С. 429–440.
- 111 J. F. Davidson & E. J. Cullen. The determination of diffusion coefficient for sparingly soluble gases in liquids. *TRANS. INSTN. CHEM. ENGRS*, Vol. 35. 1957.

- 112 D. C. Gyure, W. B. Kranz. Laminar film flow over sphere. *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 1983, 22, 405-410.
- 113 Белоусов А. П., Белоусов П. Я. Измерение толщины пленки жидкости, движущейся по сферической поверхности. *Автометрия*, 2010 г., Т.46, № 6, стр. 116-121.
- 114 Дыбан Е. П., Мазур А. И. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев: «Наукова думка», 1982, С. 303.
- 115 Алексеенко С. В., Маркович Д. М., Семенов В. И. Подавление крупномасштабных структур в газонасыщенной импактной струе. *Письма в ЖТФ*, т. 25 № 9, 1999, С.82–88.
- 116 Sato, Y., Sekoguchi, K. Liquid velocity distribution in two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 1975, v. 2, 79-95.
- 117 Neal, L. G., Bankoff, S. G. A high-resolution resistivity probe for determination of local void properties in gas-liquid flow. *AIChE.*, 1963, v.9, No 4, 490-494.
- 118 Delhaye, J. M. Anemometrie a fil chaud dans les ecoulements diphasiques. *C. R. Acad. Sc.*, 1968, t. 266, No 6, 370-373.
- 119 Delhaye, J. M. Hot-film anemometry in two-phase flow. *Two-phase flow instrumentation, ASME*, 1969, No 3-6, 58-69.
- 120 Delhaye, J. M. Mesure de taux de vide local en ecoulement diphasique eau-air par un anemometrie a fil chaud. *Centre d'Etudes Nucleaires de Grenoble, Service des Transferts Thermiques, Rapport TT N 79*, 1967, 49 p.
- 121 Delhaye, J. M. Two-phase pipe flow. *Int. Chem. Eng.*, 1983, v. 23, No 3, 385-410.
- 122 Delhaye, J. M., Semeria, R., Flamand, J. C. Void fraction, vapor, and liquid temperatures local measurements in two-phase flow using a micro thermocouple. *J. Heat Transfer*, 1973, v. 95, No 3, 365-370.
- 123 Ибрагимов М. Х., Бобков В. П., Тычинский Н. А. Исследование поведения газовой фазы в турбулентном потоке смеси воды и газа в каналах. *Теплофизика высоких температур*, 1973, т. 11, №5, 1051-1061.

- 124 Субботин В. И., Похвалов Ю. Е. Диагностика и структура неравновесного снарядного пароводяного потока в трубе. Теплообмен VII, Минск, 1984, т. 4, ч. 2, 144-153.
- 125 Serizawa, A., Kataoka, I., Michiyoshi, I. Turbulence structure of air-water bubbly flow. 2. Local properties // Intern. J. Multiphase Flow. 1975. V. 2. No 3. P. 235-246.
- 126 Zun, I. The traverse migration of bubbles influenced by walls in vertical bubbly flow. Int. J. Multiphase Flow, 1980, v. 6, 583-588.
- 127 Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя, М., Наука, 1969, 744 с.
- 128 Rouhani, Z. Effect of wall friction and vortex generation on the radial distribution of different phases. Int. J. Multiphase Flow, 1976, v. 3. No 1, 35-50.
- 129 Гиневский А. С., Власов Е. В., Колесников А. В. Аэроакустические взаимодействия. – М.: Машиностроение, 1978.- 177с.
- 130 Тарасов С. Б. Исследование вихревой структуры течения в переходной области свободных вихревых струй с наложением малых воздействий: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Алма-Ата, 1974.- 25с.
- 131 Белоусов А. П. Пространственное распределение газовой фазы в осесимметричной затопленной импактной струе. Прикладная механика и техническая физика, 2009, т. 50, № 4, стр. 33-38.
- 132 Christopher E. Brennen. Fundamentals of Multiphase Flows. Cambridge University Press, 2005, pp. 410.
- 133 K. J. Sene, J. C. R. Hunt & N. H. Thomas. The role of coherent structures in bubble transport by turbulent shear flows. J. Fluid Mech., vol. 259, pp. 219-240, 1994.
- 134 J. Jeong, F. Hussain. On the identification of a vortex. J. Fluid Mech., vol. 285, P. 69-94.
- 135 Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003. – 840 с.

- 136 Ринкевичюс Б. С. Оптический доплеровский метод исследования турбулентных потоков с использованием спектрального анализа сигнала / Б. С. Ринкевичюс, В. И. Смирнов // Квантовая электроника. – 1973. – Т. 14. – № 2. – С. 86–89.
- 137 Ринкевичюс Б. С. Лазерные доплеровские методы измерения пространственной структуры турбулентности / Б. С. Ринкевичюс, В. И. Смирнов, А. С. Тимофеев // Теплофизика высоких температур. – 1984. – Т. 22. – № 5. – С. 956–963.
- 138 А. П. Белоусов. Влияние дисперсной фазы на энергетические свойства крупномасштабных вихревых структур // Прикладная механика и техническая физика, т. 52, №5, 2011, стр. 80-84.
- 139 A. Agrawal, A. K. Prasad. Measurements within Vortex Cores in a Turbulent Jet // ASME J. Fluids Eng., 2003, 125, pp. 561–568.
- 140 Wang S. K., Lee S. J., Jones O. C., Lahey R. T. Statistical analysis of turbulent two-phase pipe flow. American Society of Mechanical Engineers - Journal of Fluids Engineering, 112, 1990, P. 89-95.
- 141 Lance M., Bataille J. Turbulence in the liquid phase of a bubbly air-water flow. Advances in two-phase flow and heat transfer, 1, 403-427, NATO Specialist Meeting, NATO Advances Science Institute Series, West Germany, 1983.
- 142 Lance M., Bataille J. Turbulence in the liquid phase of a uniform bubble air-water flow // J. Fluid Mech. 1991. V. 222. P. 95-118.
- 143 Michiyoshi I., Serizawa A. Turbulence in two-phase bubbly flow. Proc. Japan US Seminar on two-phase flow dynamics, 29 July – 3 August 3, 1984, Lake Placid, USA.
- 144 Mudde R. F., Groen J. S., van den Akker H. E. A. Liquid velocity field in a bubble column: LDA experiments. Chem. Engng Sci. 52, 1997, P. 4217–4224.
- 145 Mudde R. F., Saito T. Hydrodynamical similarities between bubble column and bubbly pipe flow. J. Fluid Mech. 437, 2001, P. 203–228.

- 146 Cui Z., Fan L. S. Turbulence energy distribution in bubbling gas–liquid and gas–liquid–solid flow systems. *Chem. Engng Sci.* 59, 2004, P. 1755–1766.
- 147 Rensen J., Luther S., Lohse. The effect of bubbles on developed turbulence. *J. Fluid Mech.* Vol. 538. pp. 153-187, 2005.
- 148 Физическая энциклопедия / гл. ред. А. М. Прохоров. М.: Сов энциклопедия. Т. I. Ааронова – Бома эффект – Длинные линии, 1988, С. 704.
- 149 Л. А. Витман, Б. Д. Кацнельсон, И. И. Палеев. Распыливание жидкостей форсунками. Государственное энергетическое издательство, Ленинград, 1962.
- 150 Оптико-электронные методы изучения аэрозолей. Беляев С. П. и другие, М.: Энергоатомиздат, 1981.
- 151 К. С. Шифрин. Рассеяние света малыми частицами. М., Л: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1951.
- 152 Bauckhage, K. Gleichzeitige Erfassung von Partikelmerkmalen und Eigenschaften mehrphasiger Stromungen mit Hilfe der Phasen-Doppler-Anemometrie // *Chemie-Ingenieur-Technik*, 68, (1996) P. 253-266.
- 153 Konig G., Anders K., Frohn A. A new light-scattering technique to measure the diameter of periodically generated moving droplets // *J. of Aerosol Science*, 17 (1986). P. 157 – 167.
- 154 Mikhalev A. S. Laser interference method of determining the parameters of gas bubbles / A. S. Mikhalev, B. S. Rinkevichius, N. M. Skornyakova // *Measurement Techniques*. – 2009. – Vol. 52. – № 9. – P. 924–930.
- 155 Pavlov I. N. A setup for visualizing the evaporation of a liquid drop using the method of frustrated total internal reflection of a laser beam / I. N. Pavlov, B. S. Rinkevichyus, A. V. Tolkachev // *Instruments and Experimental Techniques*. – 2013. – Vol. 56. – № 2. – P. 242–246.
- 156 Павлов И. Н. Экспериментальная визуализация физических процессов в каплях прозрачных жидкостей / И. Н. Павлов, Б. С.

Ринкевичюс, А. В Толкачев // Научная визуализация. – 2014. – Т. 6. – № 3. – С. 1–13.

157 Бильский А. В., Ложкин Ю. А., Маркович Д. М. IPI: Интерференционный метод измерения диаметров частиц. Труды X Международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков, С. 260 – 263.

158 Д. Г. Пажи, В. С. Галустов. Основы техники распыливания жидкости. – М.: Химия, 1984.

159 Лазерное доплеровское измерение скорости потоков жидкости и газов / Под ред. Г. Л. Гродзовского. – М., 1976, 420 с. – (ОНТИ ЦАГИ; № 481).

160 Белоусов А. П. Оптическая диагностика газочапельных потоков / А. П. Белоусов, П. Я. Белоусов // Автометрия. – 2011. – Т. 47. – № 1. – С. 110–114.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ:

- 1. ФГБУН «ИНСТИТУТ ХИМИЧЕСКОЙ БИОЛОГИИ И ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МЕДИЦИНЫ»**
- 2. ФГБОУ ВО «НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**
- 3. ФГБОУ ВО «СИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ГЕОСИСТЕМ И ТЕХНОЛОГИЙ»**

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ

ИНСТИТУТ
ХИМИЧЕСКОЙ БИОЛОГИИ
И ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ
МЕДИЦИНЫ

СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИХБФМ СО РАН)

Проект. ул. Лаурентьевца, 8, г. Новосибирск, 630090
тел. (383) 363-51-50
факс (383) 363-51-53
E-mail: niboeh@niboeh.nsc.ru
http://www.niboeh.nsc.ru

05.05.2016 № 15309-01-03/276

На № _____

Справка о внедрении

Настоящим подтверждаем, что результаты диссертационного исследования Белоусова А. П. на тему: «Разработка оптических систем локальной и полевой диагностики газожидкостных потоков» обладают актуальностью, представляют практический интерес и были использованы нашим институтом при проведении научных исследований.

Директор ИХБФМ СО РАН,
академик РАН



В. В. Власов

УТВЕРЖДАЮ

Ректор Федерального государственного
образовательного учреждения высшего
профессионального образования
«Новосибирский государственный
технический университет (НГТУ)»
доктор технических наук, профессор,
почётный работник высшего
профессионального образования
Батаев Анатолий Андреевич

(подпись)

« 6 » _____ 20 17 г.



АКТ

об использовании в учебном процессе результатов
диссертационного исследования А. П. Белоусова

Настоящий акт подтверждает, что научно-методические результаты докторской диссертации А. П. Белоусова на тему: «Разработка оптических систем локальной и полевой диагностики газожидкостных потоков» используются в учебном процессе на факультете радиотехники и электроники при реализации основных образовательных программ кафедры Общей физики.

Декан РЭФ
д. т. н., профессор

В. А. Хрусталёв

Заведующий кафедрой
Общей физики
к. т. н., доцент

С. А. Стрельцов

УТВЕРЖДАЮ

Проректор Федерального государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Новосибирский государственный университет геосистем и технологий (СГУГиТ)» профессор Обиденко Владимир Иванович


 (подпись)
 « 5 » 07 20 17 г.



АКТ

об использовании в учебном процессе результатов
 диссертационного исследования А. П. Белоусова

Настоящий акт подтверждает, что научно-методические результаты докторской диссертации А. П. Белоусова на тему: «Разработка оптических систем локальной и полевой диагностики газожидкостных потоков» используются в учебном процессе на кафедре Специальных устройств и технологий СГУГиТ при реализации основных образовательных программ.

Заведующий кафедрой
 Специальных устройств и технологий
 д. т. н., доцент



В. С. Айрапетян