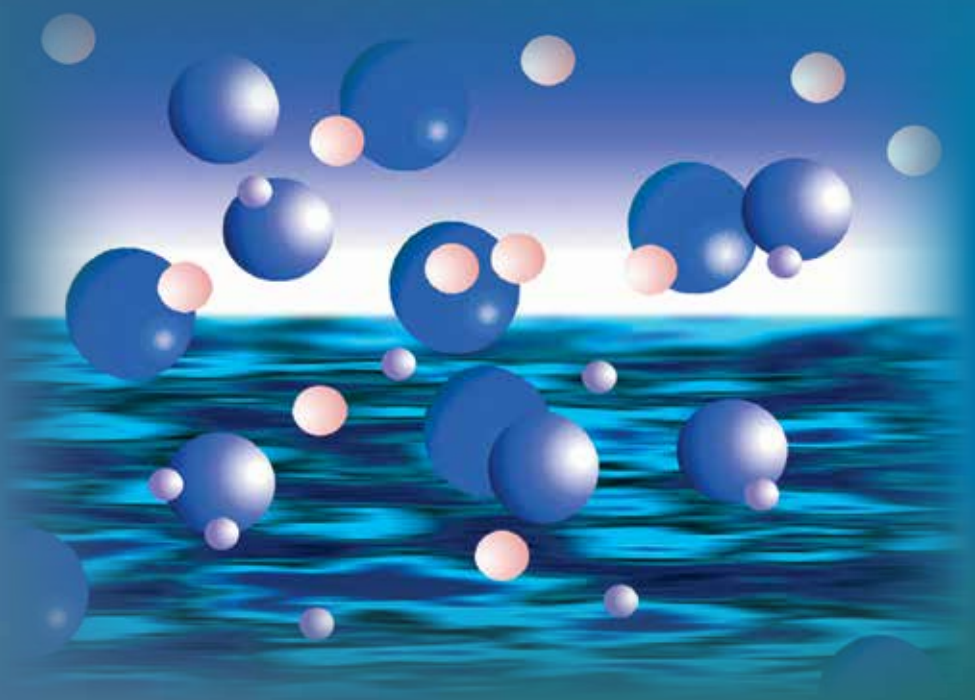
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ И ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Том 1

ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ



НАУКА

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе Сибирского отделения РАН

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ И ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ

В двух томах

Под редакцией
академика РАН *А. А. Саркисова*,
академика РАН *Г. А. Филиппова*

Том 1

ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Москва Наука 2010

УДК 621.039
ББК 31.4
Ф94

Рецензенты:
доктор физико-математических наук *О. И. Мелихов*,
доктор физико-математических наук *П. Н. Вабищевич*

Фундаментальные проблемы моделирования турбулентных и двухфазных течений : в 2 т. / под. ред. акад. РАН А. А. Саркисова, Г. А. Филиппова. — М. : Наука, 2010. — ISBN 978-5-02-037475-1
Т. 1 : Теория и эксперимент. — 2010. — 304 с. : ил. —
ISBN 978-5-02-037476-8 (в пер.).

В книге представлены работы научных сотрудников Института проблем безопасного развития атомной энергетики РАН и Института теплофизики Сибирского отделения РАН, выполненные в рамках Программы фундаментальных исследований Отделения энергетики, машиностроения, механики и проблем управления РАН «Фундаментальные процессы в многофазных и турбулентных потоках». Эти работы посвящены развитию теоретических, экспериментальных и численных методов моделирования различных турбулентных и двухфазных течений.
Для научных работников, а также аспирантов и студентов, специализирующихся в области моделирования турбулентных течений, многофазных сред и механики аэрозолей.

Fundamental problems in modeling of turbulent and two-phase flows : 2 vol. / Ed. by A. A. Sarkisov and G. A. Filippov. — Moscow : Nauka, 2010. — ISBN 978-5-02-037475-1
Vol. 1 : Theory and experiment. — 2010. — 304 p. : ill. —
ISBN 978-5-02-037476-8 (bound).

The book presents the results of investigations obtained at the Nuclear Safety Institute of the Russian Academy of Sciences and the Institute of Thermophysics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences. These works were performed under the Program of Basis Research of the Energy, Engineering Industry, Mechanics and Management Problems Branch of the Russian Academy of Sciences. The investigations are aimed at development of theoretical, experimental, and numerical methods of modelling of various turbulent and two-phase flows.
The assumed target for specialists and students in the field of modeling of turbulent flows, multiphase media and aerosol mechanics.

РФФИ
Издание осуществлено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту № 10-08-07032.

ISBN 978-5-02-037475-1
ISBN 978-5-02-037476-8 (т. 1)

Содержание

Предисловие

Многофазные турбулентные течения часто встречаются в природных условиях и технических приложениях. В настоящее время эти течения представляют собой один из наиболее интенсивно развивающихся разделов механики и теплообмена. Цель данного издания — развитие новых теоретических, экспериментальных и численных подходов к моделированию различных турбулентных и двухфазных течений. С определенной степенью условности (поскольку каждая работа использует методы как теоретического, так и численного анализа) представленные работы разделены на два тома: «Теория и эксперимент» и «Численное моделирование».

В сборнике представлены работы научных сотрудников двух институтов: Института проблем безопасного развития атомной энергетики РАН и Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе Сибирского отделения (ИТ СО) РАН. Эти исследования выполнены в рамках Программы фундаментальных исследований Отделения энергетики, машиностроения, механики и проблем управления РАН «Фундаментальные процессы в многофазных и турбулентных потоках», конечной целью которой является разработка методов компьютерного моделирования нового поколения и создание научных основ гидродинамики и тепломассопереноса в многофазных, турбулентных и метастабильных потоках с когерентными структурами и аномальными процессами переноса.

Издание охватывает широкий диапазон физических явлений: дозвуковые и трансзвуковые потоки с аэрозольными частицами, каплями и пузырьками; однородную, струйную и пристеночную турбулентность; тепломассоперенос при фазовых переходах; образование когерентных структур и кластеризацию частиц в турбулентной среде; аномальную дисперсию примеси в сильно неоднородных средах; возникновение автоколебаний в результате нуклеации и конденсации при метастабильных условиях. Для решения этих задач необходимо привлечение самых современных теоретических подходов, а также экспериментальных и численных методов. Теоретические подходы основаны на кинетических уравнениях для функции плотности вероятности, прямом численном моделировании (DNS), методе моделирования крупных вихрей (LES), решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье—Стокса (RANS). Экспериментальные исследования выполнены на основе усовершенствованных или развитых авторами методов Particle Image Velocimetry (PIV), Particle Tracking Velocimetry (PTV) и Planar Fluorescence for Bubbles Imaging (PFBI). Особое внимание уделено развитию новых численных подходов на основе балансно-характеристических разностных схем и методов с явным выделением гра-

ницы раздела фаз. Применение этих теоретических, экспериментальных и численных методов позволит разработать коды моделирования многофазных течений нового поколения, а также выйти на новый качественный уровень в понимании основных закономерностей образования когерентных и кластерных структур и описания аномальных процессов переноса в многофазных, турбулентных и метастабильных потоках.

В последние годы в России наметилось определенное смещение приоритетов от фундаментальных исследований к прикладным. Мы надеемся, что это издание будет способствовать повышению интереса к фундаментальным исследованиям гидродинамики и тепломассопереноса турбулентных и многофазных течений. Кроме того, мы полагаем, что изложенные здесь теоретические, экспериментальные и численные методы найдут применение в различных прикладных задачах и в первую очередь в атомной энергетике и энергомашиностроении. Так, представленные теоретические модели могут быть непосредственно использованы для анализа последствий возможных проектных и запроектных аварий АЭС: распространения и отложения радиоактивных аэрозолей в реакторной установке и защитной оболочке и переноса радионуклидов в атмосфере и геологических формациях, а также при проектировании энергетического оборудования с двухфазным теплоносителем.

Академик РАН А. А. Саркисов,
академик РАН Г. А. Филиппов

Экспериментальное исследование модификации турбулентности в пузырьковых струйных потоках

С. В. Алексеенко, Е. К. Ахметбеков, А. В. Бильский, В. М. Дулин, Д. М. Маркович, К. С. Первунин

1. Введение

В газожидкостных пузырьковых течениях пузыри, как правило, не являются просто трассерами, движущимися с потоком. Напротив, неравномерность поля скорости может приводить как к дисперсии пузырей, так и к изменению уровня флуктуаций в непрерывной фазе. Часто взаимодействие может быть обоюдным, когда на траектории частиц влияет локальная турбулентная структура непрерывной фазы (турбулентная дисперсия), а движение пузырей оказывает влияние на турбулентность в жидкости (модуляция турбулентности).

Известно, что на турбулентность в дисперсных двухфазных системах влияют следующие основные механизмы, которые не являются, вообще говоря, независимыми друг от друга:

- диссипация турбулентной кинетической энергии на частицах;
- увеличение эффективной вязкости из-за присутствия частиц;
- распространение вихрей или наличие следов позади частиц;
- увлечение жидкости как присоединенной массы частицы;
- увеличение градиентов скорости между двумя частицами;
- деформация границ дисперсной фазы.

Те или иные из этих механизмов преобладают в зависимости от концентрации дисперсной фазы, типа и размеров частиц, а также характера течения.

Существенное изменение турбулентности в течениях с частицами наблюдалось в нескольких экспериментальных исследованиях. В [17] скомпилировано большинство доступных экспериментальных данных и сделан вывод, что частицы малого размера уменьшают интенсивность турбулентности в потоке, в то время как достаточно большие частицы усиливают ее. Однако этот вывод был основан только на данных, полученных на оси потока и, вообще говоря, может быть несправедлив для других областей.

При рассмотрении влияния дисперсной фазы на крупномасштабные структуры в потоке необходимо отметить основополагающие работы, посвященные исследованиям когерентных структур в однофазных потоках. В [12] изучался отклик круглой струи на контролируемые осесимметричные возмущения; обнаружено, что струйный сдвиговый слой способен поддерживать и усиливать организованные структуры. В ряде работ показано, что крупномасштабные структуры в однофазном слое смешения присутствуют и при больших числах Рейнольдса и являются преимущественно двумерными и когерентными. Двумерные структуры являются для таких течений основным механизмом эжекции и содержат основную часть турбулентной энергии. Кроме того, крупномасштабные структуры в однофазном плоском сдвиговом слое могут активно возбуждаться определенными частотами, что дает увеличение когерентности и скоростей роста на существенных расстояниях вниз по потоку, как показано в [19]. Таким образом, развитие свободного сдвигового слоя при определенных условиях чувствительно к возмущениям.

Одним из наиболее интересных примеров сдвиговых течений с дисперсной фазой являются турбулентные струи. Пузырьковые струи имеют множество приложений в теплообменных устройствах, системах смешения газов, растворения и др. Характеристики пузырьковых турбулентных струй исследовались во многих работах [16; 30; 43], однако взаимное влияние газовой фазы и крупномасштабной структуры сдвигового слоя практически не рассматривалось.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию взаимодействия жидкой и дисперсной фаз в турбулентных газонасыщенных струях.

Она выполнена при поддержке Программы № 11 Отделения энергетики, машиностроения, механики и процессов управления РАН «Фундаментальные процессы в многофазных и турбулентных потоках», а также Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 07-08-00213-а).

2. Методы измерения

2.1. Электродиффузионный метод

Этот метод исследования локальных гидродинамических характеристик в последнее время получил широкое распространение. В его основе лежит измерение скорости электрохимической реакции на поверхности датчика [4; 33]. В поток электролита помещаются два электрода — катод малого размера и анод, имеющий значительно бóльшую площадь, при этом катод является датчиком измеряемой гидродинамической величины. При задании постоянной разности потенциалов между электродами на поверхности

последних происходит электрохимическая реакция диссоциации, в результате которой концентрация активных ионов становится равной нулю. В этом случае скорость электрохимической реакции и, следовательно, измеряемый ток в цепи лимитируются диффузией активных ионов к катоду, которая, в свою очередь, определяется гидродинамикой потока.

Один из наиболее часто применяемых датчиков представляет собой стеклянный капилляр конической формы, в который вварена тонкая платиновая проволока. Чувствительным элементом датчика (катода) является торец проволоки, обращенный навстречу потоку. Размеры таких датчиков могут составлять десятки микрометров. В качестве электрохимического датчика трения служит платиновая проволока или пластинка, расположенная в изолированной стенке и образующая с ней единую плоскость. При использовании двойных датчиков трения можно измерять не только значение трения на стенке, но и направление потока в данной области [7; 22].

По сравнению с более традиционными методами измерения этот метод имеет ряд преимуществ, благодаря которым его использование часто оказывается предпочтительным при исследованиях турбулентных потоков, в частности, возможность использования датчиков малых размеров и высокое временно́е разрешение [2]. В отличие от термоанемометрических датчиков применяемая здесь первичная измерительная аппаратура предельно проста. Кроме того, при использовании этого метода не возникают эффекты, аналогичные утечкам тепла к державкам нити у термоанемометра. Существенным преимуществом является также возможность измерения касательного напряжения на твердой поверхности. В то же время применение данного метода часто ограничено необходимостью использования специального электролита и, следовательно, узким набором материалов, пригодных для изготовления экспериментальных установок. Кроме того, отдельной проблемой является поддержание чистоты рабочего раствора.

2.2. Метод Particle Image Velocimetry

Наиболее полно метод Particle Image Velocimetry (PIV) описан в [32], приведем его краткое описание. В основе метода PIV лежит определение смещения трассеров в измерительной плоскости потока, освещаемой лазерным «ножом». Обычно метод PIV использует два изображения трассеров, полученных со сравнительно малой временно́й задержкой. Метод не отслеживает перемещение каждого отдельно взятого трассера, все изображение разбивается на элементарные расчетные области, в каждой из которых рассчитывается корреляционная функция сдвига трассеров. Предполагается, что положение максимума функции соответствует среднему смещению частиц, и с использованием информации о временно́й задержке между кадрами рассчитывается двухкомпонентный вектор средней скорости трассеров в каждой элементарной ячейке (рис. 1). Метод имеет

ряд преимуществ: невысокий уровень шума и малый процент (менее 5%) «ошибочных» векторов вследствие осреднения по элементарной ячейке, достаточно быстрое время расчета. К его недостаткам можно отнести несколько ограниченное пространственное разрешение, что может существенно сказываться при исследовании турбулентных потоков. Существует много модификаций и расширений стандартного метода PIV. Здесь мы остановимся на двух из них: методе Stereo PIV (см. [40]), в котором используются две камеры, ориентированные под различными углами к измерительной плоскости («тонкий лазерный нож»), и методе Tomographic PIV [14], в котором используется четыре, шесть или более камер, ориентированных под разными вертикальными и горизонтальными углами к измерительному объему («толстый лазерный нож»). В обоих методах помимо самих измерений проводится калибровка камер при использовании калибровочной мишени для определения ориентаций камер относительно исследуемого объекта. Методы Stereo PIV и Tomographic PIV позволяют измерять распределения всех трех компонент вектора скорости в плоскости и пространстве соответственно. Однако использование Tomographic PIV в настоящее время ограничено большими временны́ми затратами на расчет одного поля скорости (примерно один час на поле скорости размером 80×80×20 векторов) по сравнению со Stereo PIV (требуется менее минуты на расчет поля скорости размером 80×80).

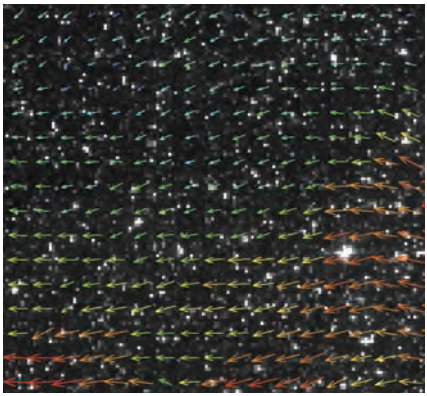


Рис. 1. Пример типичного изображения поля скорости в методе PIV

Ниже мы детально рассмотрим стандартный метод PIV (в отличие от Stereo PIV и Tomographic PIV) и процедуру расчета поля мгновенной скорости. Как уже указывалось, стандартный метод PIV основан на регистрации смещения добавленных в поток трассеров, освещаемых световым ножом. При этом камерой, ориентированной нормально к измерительной плоско-

сти, регистрируются два изображения через малый промежуток времени (мы подразумеваем двухкадровый режим), и при уменьшении временно́го промежутка смещение частиц на изображении стремится к соответствию их мгновенной скорости. Принципиальная схема стандартного метода PIV представлена на рис. 2.

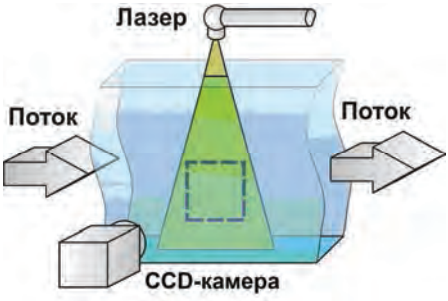


Рис. 2. Схема эксперимента стандартного метода PIV

В качестве источника освещения могут использоваться обыкновенные стробоскопические источники света, непрерывные лазеры с использованием затворов или импульсные лазеры. Наиболее часто используются двойные импульсные Nd:АИГ-лазеры, имеющие малую длительность и большую энергию каждого светового импульса (независимо от временно́го интервала между ними) для получения максимального качества изображения частиц. Оптимальная толщина лазерного ножа варьируется в зависимости от эксперимента. Например, при применении стерео-PIV-метода толщина ножа должна по крайней мере вдвое превышать величину смещения частиц в направлении, нормальном к плоскости ножа. Это делается для того, чтобы вероятность выхода частиц из плоскости ножа за время между вспышками была минимальной. С другой стороны, при слишком большой толщине лазерного ножа уменьшается локальность метода и возрастает концентрация частиц на изображении, что уменьшает контрастность изображения. На ранних стадиях развития методов стробоскопической визуализации для получения изображения использовалась обычная фототехника, не позволяющая получать два разных изображения в достаточно близкие моменты времени. При таких условиях на одно изображение фиксировались положения частиц как в первый, так и в последующие моменты срабатывания световых импульсов. В такой ситуации невозможно определить, какая позиция частицы соответствует тому или иному моменту. При обработке таких изображений необходимо априорно знать направление потока или пользоваться алгоритмами, позволяющими, зная направление скорости на границе измерительной области, с опреде-

ленной вероятностью восстановить направления векторов во всем поле скорости, например, из условия гладкости. Позже с появлением высокоскоростных цифровых камер стало возможно фиксировать положения частиц на два отдельных изображения, что привело к повышению точности обработки. В настоящее время в PIV-методике применяются цифровые камеры с двойной ПЗС-матрицей (Charge-Coupled Device, CCD-камеры), что позволяет расширить динамический диапазон до сверхзвуковых скоростей. В качестве трассеров используются сравнительно малые частицы (занимающие два-три пикселя на изображении), имеющие плотность, близкую к плотности исследуемой среды, что позволяет минимизировать действие сил плавучести и влияние трассеров на сам поток. Обычно при измерении в жидкости используются полиамидные трассеры или полые стеклянные сферы, хорошо отслеживающие поток. Однако для аэродинамических потоков выбор трассеров по сей день остается открытой проблемой [25]. Наиболее часто используются мелкие капли глицерина и других жидкостей, туман; при этом размер частиц должен быть весьма мал для снижения времени релаксации. Таким образом, в аэродинамических потоках измерения мелкомасштабной турбулентности, ударных волн и скачков уплотнения несколько затруднены [37] ввиду высоких градиентов скорости, хотя существуют практические подходы для компенсации этого источника погрешности [38].

На рис. 3 схематично представлен стандартный кросскорреляционный метод обработки изображений, полученных при помощи цифрового метода PIV.

Рис. 3. Схема стандартного кросскорреляционного алгоритма обработки PIV-изображений

Идея стандартного кросскорреляционного алгоритма заключается в разбиении всей области изображения на некоторое количество элементарных ячеек, в каждой из которых рассчитывается среднее перемещение трассеров. При расчете кросскорреляционной функции между двумя расчетными областями, соответствующими разным изображениям, максимум функции соответствует наиболее вероятному перемещению частиц. Соответствие максимума корреляционной функции перемещению частиц следует из

предположения об их линейном смещении. Доказательство корректности использования этого метода приведено в [32]. Максимальное измеряемое смещение частиц при использовании такого стандартного алгоритма не может превышать половины размера расчетной области. В дополнение при большом перемещении частиц возрастает вероятность эффекта «потери пары», т. е. начальное и конечное положения частицы соответствуют разным расчетным областям, что приводит к уменьшению отношения сигнал/шум. Вследствие этого эффекта максимум на корреляционной плоскости может не соответствовать действительному перемещению частиц на изображении, и результатом применения стандартного кросскорреляционного алгоритма будет «ошибочный» вектор. Оптимальным считается размер расчетной области, четырехкратно превышающий среднее перемещение частиц. Еще одним критерием оптимального выбора расчетной области является условие присутствия в ней как минимум пяти трассеров [32]. Оптимальный выбор пространственного разрешения всей системы (отношение размера трассеров к размеру всего изображения) определяется условием соответствия трассера приблизительно трем пикселям на изображении для эффективного использования подпиксельной интерполяции [32[.

В общем виде рассчитываемая корреляционная функция имеет вид

$$C(x, y) = \iint I'(s, t) I''(x+s, y+t)\, ds\, dt,$$

где I', I'' — значения интенсивности в каждой точке соответствующих расчетных областей изображения первого и второго кадров. Так как в цифровой обработке сигналы являются дискретными, корреляционная функция принимает вид

$$C(x, y) = \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{M} \left(I'[i, j] \right) \left(I''\left[i+x, j+y \right] \right), \qquad (1)$$

где N и M — размеры расчетной области. Так как корреляционная функция представляет собой свертку (*) двух полей (например, f и g), можно избежать прямого расчета, применив корреляционную теорему:

$$f * g = \Im^{-1}\left[\Im[f] \Im[g] \right],$$

где $\Im$ и $\Im^{-1}$ — соответственно прямое и обратное преобразования Фурье. Очевидно, на точность определения положения максимума $C(x, y)$ (соответствующего перемещению частиц) влияет дискретность полученного изображения и, соответственно, дискретность рассчитанной корреляционной функции. Это так называемый peak locking-эффект, который существенно влияет на суммарную погрешность метода. Для его минимизации используют подпиксельную интерполяцию положения пика на кросскор-

реляционной плоскости. Существует несколько методов подпиксельной интерполяции, наиболее эффективный из которых основан на предположении о соответствии пика на корреляционной плоскости гауссовой форме. Использование такого подхода позволяет снизить вклад peak locking-эффекта до величины, существенно меньшей 0,1 пикселя [31].

В любом случае определение перемещения частиц посредством расчета кросскорреляционной функции в элементарной ячейке изображения приводит к пространственному осреднению по ячейке. Следовательно, высокочастотные флуктуации скорости (характерная длина волны которых меньше размера ячейки) не различаются таким методом, следствием чего является принципиальное ограничение его разрешающей способности снизу. Наиболее эффективным способом повышения локальности метода является использование весовой функции (в частности, функции Гаусса) для изображения расчетной ячейки [37]. Однако это, как и уменьшение самого размера элементарной ячейки, приводит к уменьшению отношения сигнал/шум. Принципиальным ограничением сверху при применении стандартного алгоритма обработки изображений также является размер расчетной ячейки, лимитирующий максимальные регистрируемые перемещения частиц. Это ограничение может быть в существенной степени снято путем использования итерационного алгоритма с последовательным уменьшением размера расчетной ячейки.

Итерационный алгоритм направлен на увеличение динамического диапазона рассчитываемых скоростей и на уменьшение эффекта потери пары. Основная идея итерационного подхода состоит в проведении обработки одной и той же области несколько раз с использованием результата предыдущей итерации в качестве оценки для параметров обработки на следующей итерации. На первой итерации стандартным корреляционным алгоритмом с достаточно большим размером расчетной области вычисляется предварительное векторное поле. На следующей итерации производится асимметричное смещение расчетных областей первого и второго изображения на половину рассчитанного смещения частиц (рис. 4). При этом отличие между смещенными областями значительно меньше, и вектор, рассчитанный на второй итерации, является поправкой к вектору, полученному на первой, и т. д.

Далее для повышения разрешающей способности метода без уменьшения динамического диапазона производится дробление элементарных ячеек на ячейки несколько меньшего размера (см. рис. 4), для каждой из которых запоминается уже рассчитанный вектор и опять вычисляется поправка к смещению. Таким образом, для первого и второго кадров с образами частиц анализируются элементарные ячейки малого размера, относительное расстояние между которыми может быть существенно больше их собственного размера. Дробление областей и расчет поправки может осуще-

ствляться несколько раз, при этом очень важно идентифицировать и отсеять возможные «ошибочные» векторы между итерациями.

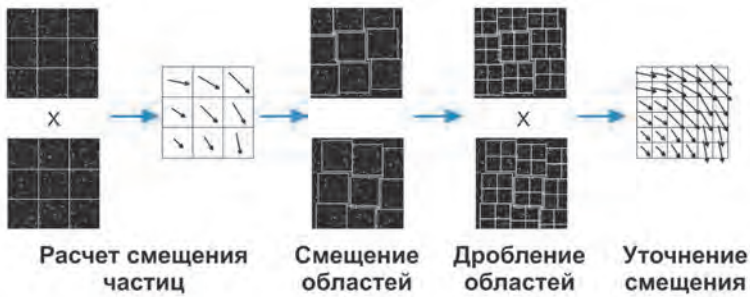


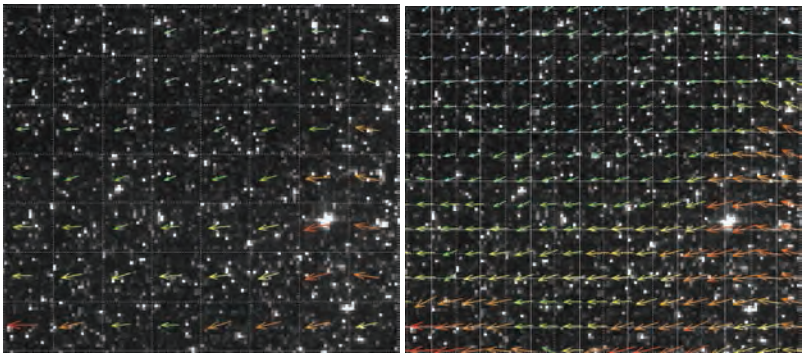
Рис. 4. Смещение расчетных областей при использовании итерационного алгоритма обработки изображений в методе PIV

Дальнейшая модификация алгоритма расчета скорости заключается в смещении областей на нецелое значение пикселей [35] за счет использования интерполяции изображений. Как показывает [5], использование 5×5 b-spline-интерполяции позволяет существенно уменьшить peak locking-эффект, в частности, ошибка в определении смещения частиц будет меньше 0,02 пикселя. Помимо смещения изображения в последнее время часто используется также деформация изображения [36], что несколько уменьшает эффект осреднения скорости частиц по элементарной ячейке и позволяет более точно определить вектор скорости в середине расчетной ячейки. Необходимо отметить, что алгоритм деформации расчетных изображений требует больше расчетного времени и более чувствителен к появлению «ошибочных» векторов, чем алгоритм, учитывающий только смещение областей. Кроме того, деформация расчетной области не приводит к существенному увеличению пространственного разрешения самого метода, так как параметры деформации определяются из градиента скорости, рассчитанного по соседним значениям векторов, расстояние между которыми также примерно равно размеру расчетной ячейки.

Еще одним методом улучшения пространственного разрешения PIV является часто используемый метод перекрытия расчетных областей, который может применяться вместе с любым корреляционным алгоритмом. В его основе лежит разбиение изображения на большее количество расчетных областей при сохранении размера последних за счет частичного перекрытия областей между собой. Например, часто используемое 50%-ное перекрытие областей по вертикали и горизонтали приводит к почти четырехкратному увеличению количества векторов, шаг между которыми соответствует половине размера расчетной области (рис. 5). Следует отметить, что хотя большая степень перекрытия (например, 75%) и приводит к

большему количеству векторов, но принципиально не увеличивает пространственное разрешение метода, связанное с осреднением перемещения частиц по элементарной расчетной области.

Вообще говоря, применение более сложных алгоритмов не всегда гарантирует более точный результат, поэтому необходимо максимально рационально применять различные модификации алгоритмов и максимально адекватно подбирать параметры обработки. В данной работе почти во всех случаях использовался итерационный алгоритм расчета полей скорости с нецелым смещением областей и 50%-ным перекрытием между ними. Подпиксельная интерполяция кросскорреляционного пика осуществлялась по трем точкам с использованием одномерной аппроксимации функцией Гаусса. Для получения сравнительно большого динамического диапазона размер начальной расчетной области составлял 64×64 пикселя. При этом динамический диапазон 160:1 (см. также [6]) следует из минимального значения определяемой скорости 0,1 пикселя для данной подпиксельной интерполяции и максимально определяемого смещения трассеров в 64:4 = 16 пикселей. Размер конечной расчетной области составлял 32×32 пикселя, чтобы обеспечить сравнительно малый уровень шума. При использованном 5×5 b-spline-методе интерполяции для искусственно полученного изображения ошибка составляла 0,02 пикселя [5], и ожидается, что она не будет превышать 0,1 пикселя для реального изображения [41]. Таким образом, погрешность измерения скорости будет составлять 1% и 4% при смещении трассеров на 8 и 2 пикселя соответственно.



а *б*

Рис. 5. Метод перекрытия расчетных областей:
а — без перекрытия, *б* — 50% перекрытия

2.3. Метод Particle Tracking Velocimetry (PTV)

Цифровой метод Particle Tracking Velocimetry в его современной реализации был впервые представлен в работах [25; 46; 49]. Подход PTV заключается в определении положения каждого отдельного трассера на двух или более изображениях, соответствующих различным моментам времени и полученных при освещении потока лазерным «ножом». При определении положения трассера для достижения приемлемой точности используется аппроксимация образа частицы аналитической функцией, например, функцией Гаусса. Далее находится вероятностное соответствие трассеров на двух или более изображениях одному и тому же трассеру в потоке (например, [24]), после чего определяются значение двух компонент скорости и положение трассеров в измерительной плоскости (типичный пример изображения и данных PTV-метода приведен на рис. 6). Существенным преимуществом этого метода является очень высокое пространственное разрешение, сравнимое с размерами трассеров (от 5 мкм), что делает его удобным при исследовании таких течений, как пристенный пограничный слой. Благодаря этому преимуществу метод PTV получил широкое распространение при исследовании скорости многофазных потоков (в том числе и методом теневой фотографии, определяющим положение и размеры пузырей). К ограничениям метода PTV относятся: длительное время расчета, высокий уровень «ошибочных» векторов, отсев которых в дальнейшем затруднен, достаточно высокий уровень шума (по сравнению с PIV), а также необходимость обеспечения относительно низкой концентрации частиц. Последующим развитием PTV-метода является 3D PTV [19; 27; 47], который при использовании предварительной калибровки позволяет измерять трехмерное трехкомпонентное поле скорости трассеров в измерительном объеме.

Далее приведено детальное описание процедуры обработки PTV-данных, которую можно условно разделить на следующие этапы: определение положения частиц, нахождение пар частиц и расчет вектора смещения, отсев ошибочных векторов. Основные проблемы, присущие PTV, — это сложности с определением затененных и перекрытых образов частиц, а также недостаточная точность определения положения центра частиц. Первая проблема ведет к увеличению количества «ошибочных» векторов скорости, что приводит к фактическому уменьшению пространственного разрешения. Точность в определении положения центра частицы исключительно важна при расчете высших статистических моментов, служащих для всестороннего изучения физического объекта.

Изложенный в [15] метод корреляции с гауссовой маской PMC (Particle Mask Correlation) позволяет значительно улучшить способность PTV к определению затененных частиц и к различению частиц с перекрытыми образами по сравнению с применяемым обычно методом простой бинариза-

ции по порогу интенсивности. Метод PMC распознает частицу, основываясь на форме ее образа, которая должна быть похожа на двумерное распределение Гаусса, при этом абсолютная величина пика значения не имеет. Нормализованный коэффициент корреляции области изображения вблизи текущего пикселя с предварительно построенной гауссовой маской рассчитывается для каждого пикселя. Таким образом, получается поле корреляций, для которого проводится пороговая бинаризация. В полученных доменах ведется поиск пика, который и соответствует положению частицы. Частицы с частично перекрытыми образами на изображении различаются автоматически.

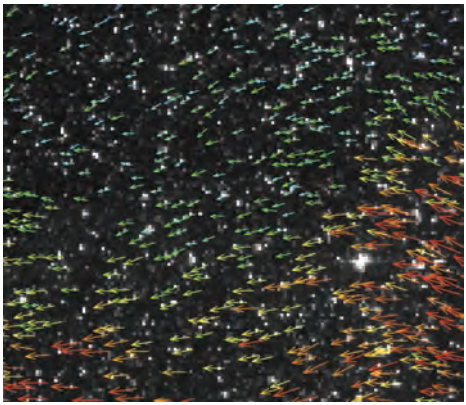


Рис. 6. Пример типичного изображения и поля скорости метода PTV

Самая простая реализация метода поиска пар заключается в поиске ближайшей частицы на втором кадре, которая и помечается парой текущей частицы на первом кадре. Эта двухкадровая техника PTV в ее классическом воплощении [46] ограничена требованием, чтобы смещение изображения трассера, полученного на двух последовательных кадрах, не превышало половины среднего расстояния между изображениями трассеров в измерительной плоскости. Фактически это ограничение на пространственное разрешение, поскольку плотность изображений трассеров в кадре ограничена сверху максимальным смещением частицы.

Для эффективного поиска пар в двухкадровом режиме может использоваться релаксационный метод, описанный в [9], который основан на оценке вероятности каждой из возможных пар. Для каждой частицы на первом кадре ведется поиск пары на втором кадре в пределах окружности с радиусом, равным максимально возможному перемещению. Каждой из возможных пар на втором кадре присваивается одна и та же начальная вероятность, кроме того, есть отдельная вероятность для состояния потери па-

ры, которая также равна начальной вероятности остальных вариантов. Сумма вероятностей всех исходов равна единице. Вероятность каждого исхода итерационно пересчитывается. При оценке вероятности текущей пары рассматриваемой частицы у соседних частиц ведется поиск пар, которые совершают сходное смещение, и в случае нахождения их вероятности дают вклад в вероятность текущей пары. Этот метод способен определять пары частиц без дополнительных предварительных расчетов и может быть применен для обработки потоков с высокой концентрацией частиц (вплоть до 0,05 частиц/пикс.^{2}).

В литературе хорошо описан четырехкадровый PTV [18; 25], использующийся для увеличения точности определения одного и того же трассера в разные моменты времени. Этот метод предполагает обработку четырех кадров, отснятых с одинаковыми временны́ми интервалами. Возможные треки по четырем изображениям оцениваются в соответствии с критерием расходимости. Трек с минимальной расходимостью считается верным для текущей частицы. Метод легко реализуем, но неприменим при существенном перемещении трассеров в направлении, перпендикулярном лазерному «ножу», что и привело к ограниченному распространению четырехкадровой модификации PTV.

Необходимо отметить идею подхода Enhanced PTV (EPTV) [29], заключающуюся в использовании информации о размерах трассеров для поиска пар частиц. Преимуществом этого метода является то, что теоретически его можно применить к потокам любого типа с любыми градиентами скорости вплоть до броуновского движения. К его недостаткам относится чрезвычайная сложность выполнения условий эксперимента, а именно достижение однородности интенсивности в толщине лазерного «ножа».

В последнее время все чаще используются комбинированные подходы, где применяются корреляционные методы (PIV) на начальной стадии и методы слежения за частицей (PTV) на конечной стадии [11; 21; 42; 44; 49]. Это позволяет избежать большинства недостатков каждого из методов, сохраняя при этом их достоинства — локальность, высокое пространственное разрешение и точность. Основная идея заключается в том, чтобы использовать коррекцию, основанную на корреляции изображений индивидуальной частицы в обоих кадрах после нахождения пары и построения вектора скорости. Такой метод коррекции называется Individual Particle Correlation (IPC) [45]. Его применение позволяет уменьшить размер корреляционного окна до размеров изображения отдельной частицы. Традиционный PIV не способен обрабатывать окна такого размера, так как нельзя гарантировать наличие какой-либо информации в такой малой области. Предварительно рассчитанное нерегулярное поле PTV позволяет использовать непосредственно изображения найденных частиц. Метод IPC позволяет увеличить точность расчета смещения частиц.

Важными характеристиками любого метода определения положения частиц являются коэффициент восстановления частиц, а также подпиксельная точность определения положения частиц. Метод корреляции с гауссовой маской PMC обладает хорошей способностью к восстановлению частиц. Для достижения высокой подпиксельной точности при определении положения центров частиц чаще всего используется гауссова аппроксимация корреляционного пика. Совместное использование гауссовой аппроксимации и метода IPC позволяет еще больше уменьшить ошибку определения положений и, следовательно, смещений трассеров (до уровня PIV).

Схема двухкадрового PTV алгоритма с IPC процедурой коррекции для увеличения точности определения смещения трассеров показана на рис. 7. Для применения коррекции по изолированным изображениям одной и той же частицы на обоих кадрах рассчитывается поправка к вектору скорости, определенному как разница положений частиц. Положение пика на корреляционной плоскости определяется с подпиксельной точностью и соответствует значению поправки. Процедура расчета коррекции может быть выполнена итерационно, при этом изолированные изображения частиц пересчитываются с учетом нецелого значения поправки, рассчитанной на предыдущей итерации, что позволяет добиться очень высокой точности (аналогично итерационному PIV, см. [5]).

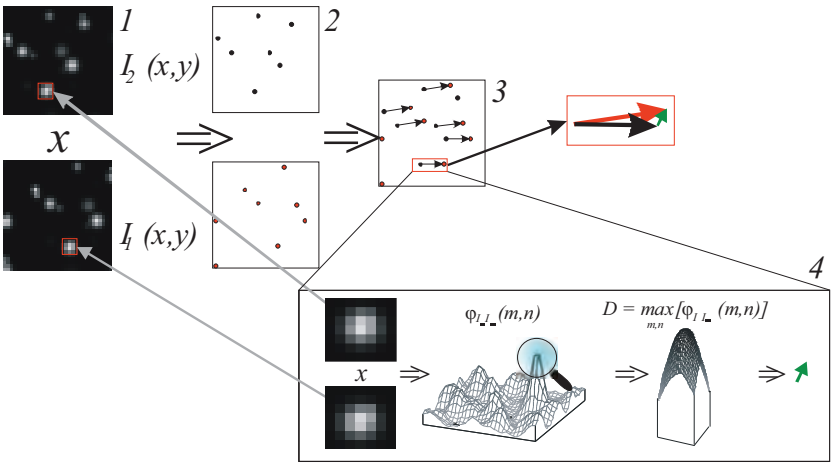


Рис. 7. Схема работы метода коррекции:
1 — пара исходных изображений, *2* — определенные положения трассеров, *3* — определенные пары трассеров, *4* — процедура коррекции смещения трассеров на базе кросскорреляционного анализа изолированных образов частиц на первом и втором кадрах

2.4. Метод Planar Fluorescence for Bubbles Imaging (PFBI)

Суть методики заключается в следующем: в рабочую жидкость добавляется флуоресцентный краситель, измерительная область освещается лазерным «ножом», при этом пузыри, находящиеся в непосредственной близости от центральной плоскости лазерного «ножа» или пересекающие ее, отражают и преломляют излученный красителем свет, формируя яркие образы на изображении камеры в форме колец (см. рис. 10). Использование оптического фильтра позволяет регистрировать только излучение красителя, подавляя излучение лазера, приводящего к ярким бликам на изображении.

Процесс формирования образов пузырей (а именно колец) на изображениях в методе PFBI может быть показан на базе геометрической оптики (см. [3]). Рассмотрим ход лучей к матрице камеры для одиночного пузыря в жидкости для вычисления интенсивности, регистрируемой матрицей камеры. Пусть пузырь газа (в данном случае воздуха) сферической формы с радиусом r_b находится в жидкости с растворенным в ней флуорофором на расстоянии z_C от центральной плоскости лазерного «ножа» толщиной h (рис. 8). Поскольку конфигурация является симметричной, можно рассмотреть данную проблему в плоскости; решение в пространстве получается из условия симметрии в плоскости «ножа».

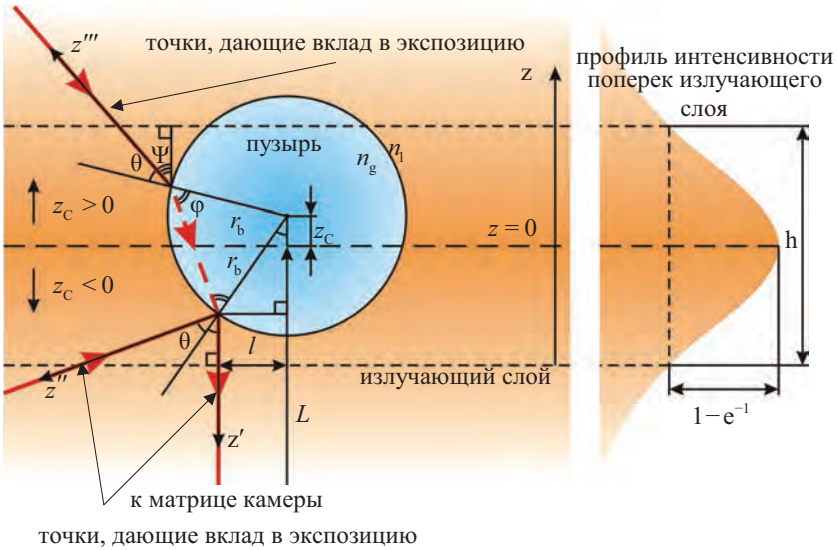


Рис. 8. Схемы расположения пузыря вблизи излучающего слоя, распределения интенсивности поперек излучающего слоя и хода лучей

Сделаем ряд допущений: предположим, что расстояние от центральной плоскости лазерного «ножа» до плоскости матрицы камеры L существенно больше любых других расстояний и размеров в данной конфигурации, а также что каждая точка жидкости, освещенная лазерным «ножом», излучает во все стороны равновероятно с интенсивностью, пропорциональной интенсивности лазерного «ножа» в этой точке. Таким образом, можно считать, что на матрицу камеры попадают только параллельные лучи, приходящие с бесконечности, и что пузырь освещен со всех сторон одинаково. При решении достаточно учесть только вклад прямых, отраженных и единожды преломленных лучей в экспозицию матрицы, поскольку интенсивность лучей более высоких порядков пренебрежимо мала.

Исходя из построенного хода лучей (см. рис. 8) и основываясь на законах геометрической оптики, можно получить следующие формулы для расчета вклада от каждого вида лучей в экспозицию бесконечно малого участка матрицы:

$$J_{\text{dir}} = \int_0^{+\infty} \frac{e^{-4\left(z_C - r_b\cos\theta - z'\right)^2/h^2}}{\left(L + z_C - r_b\cos\theta + z'\right)^2} dz', \quad J_{\text{refl}} = R\int_0^{+\infty} \frac{e^{-4\left(z_C - r_b\cos\theta - z''\cos 2\theta\right)^2/h^2}}{\left(L + z_C - r_b\cos\theta + z''\right)^2} dz'',$$

$$J_{\text{refr}} = \begin{cases} T'T''\displaystyle\int_0^{+\infty} \frac{e^{-4\left(z_C - r_b\cos(\theta-2\varphi) + z'''\sin(2\theta-2\varphi)\right)^2/h^2}}{\left(L + z_C - r_b\cos\theta + z''' + r_b\dfrac{\sin 2\varphi}{\sin\varphi}\right)^2} dz''', \text{ для } \varphi - \theta > \dfrac{\pi}{4}, \\ T'T''\displaystyle\int_0^{+\infty} \frac{e^{-4\left(z_C - r_b\cos(\theta-2\varphi) - z'''\cos(2\theta-2\varphi)\right)^2/h^2}}{\left(L + z_C - r_b\cos\theta + z''' + r_b\dfrac{\sin 2\varphi}{\sin\varphi}\right)^2} dz''', \text{ для } \varphi - \theta < \dfrac{\pi}{4}, \end{cases} \tag{2}$$

где J_{dir}, J_{refl}, J_{refr} — вклад интенсивностей прямых, отраженных и единожды преломленных лучей соответственно в экспозицию бесконечно малого участка матрицы; θ и φ — углы падения и преломления; r_b — радиус пузыря; L — расстояние от матрицы до центральной плоскости лазерного «ножа»; z_C — расстояние от центра пузыря до центральной плоскости лазерного «ножа»; h — полуширина лазерного «ножа», соответствующая падению интенсивности в e раз относительно максимального уровня в центральной плоскости лазерного «ножа» (предполагается, что распределение интенсивности поперек лазерного «ножа» является гауссовым); R — коэффициент отражения; T' и T'' — коэффициенты преломления при прохождении границ раздела сред. Соотношения (2) также учитывают, что распределение интенсивности по сечению лазерного «ножа» является гауссовым.

В результате были численно рассчитаны профили распределения суммарной интенсивности J_{tot} при различных параметрах задачи r_b / h, L / h, z_C / h, n_g / n_l (рис. 9).

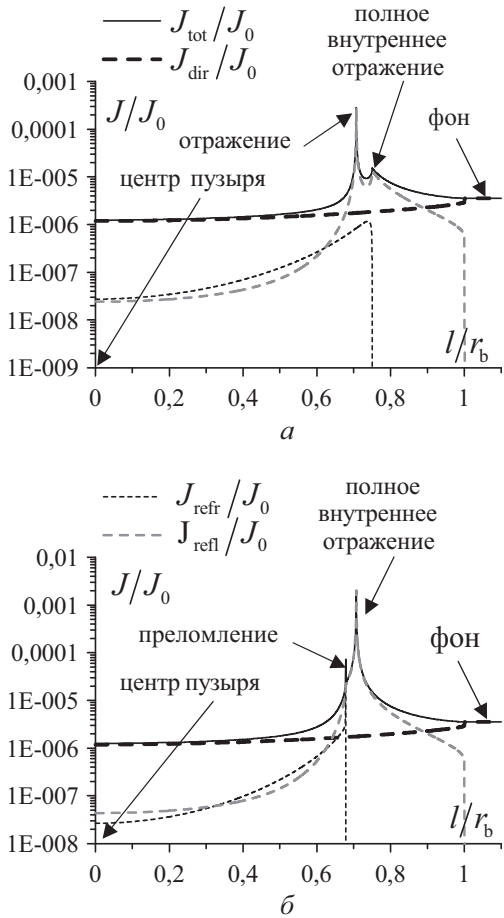


Рис. 9. Профили распределения интенсивности в плоскости матрицы для пузыря воздуха в воде (*а*) и пузыря воздуха в глицерине (*б*): $r_b / h = 0,5$; $L / h = 500$; $z_C / h = 0,35$

Построены графики зависимости максимальной интенсивности, регистрируемой камерой, от H для различных значений L и r_b, при этом показано, что положение максимума интенсивности вдоль оси камеры соответствует $z_C = r_b \cos 45°$ и не зависит от расстояния L.

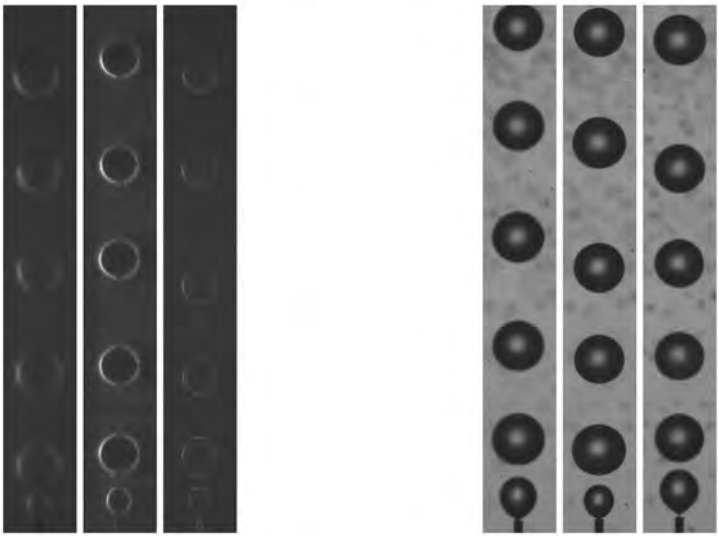
Чтобы сопоставить полученные профили распределения интенсивности с реальными изображениями, получаемыми в ходе экспериментов, в работе [3] профили были усреднены по пространству так, чтобы каждое рассчитанное значение соответствовало той интенсивности, которую регистрирует отдельный пиксель матрицы камеры. При сравнении рассчитанных профилей распределения интенсивности и профилей, полученных в ходе экспериментов, было продемонстрировано, что существенных различий в форме профилей в относительных величинах нет.

В дополнение к расчетам в [3] была проведена калибровка методики с использованием метода теневой фотографии на одиночно всплывающих пузырях. В результате было определено, что реальный размер пузыря примерно в 1,41 раза больше радиуса кольца, регистрируемого камерой.

Также было показано, что глубина осреднения предложенного метода составляет около 2 мм, что существенно меньше глубины осреднения теневого метода, которая, в свою очередь, пропорциональна глубине резкости объектива и почти не изменяется при изменении расстояния от камеры до объекта наблюдения, если глубина резкости объектива достаточно велика по сравнению с глубиной осреднения.

В качестве примера на рис. 10*а* и 10*б* показаны сравнения образов одиночно всплывающих пузырей для методик PFBI и теневой фотографии при варьировании положения пузырей относительно лазерного «ножа» (фокусной плоскости камеры).

Можно видеть, что в случае теневой фотографии образы пузырей остаются контрастными, так как глубина резкости объектива была очень высокой. В случае PFBI образы пузырей быстро размываются, когда пузырь выходит из лазерного «ножа» (толщиной около 1 мм). Это позволяет в методе PFBI регистрировать пузыри, находящиеся только в измерительной плоскости, а не во всем объеме.



а
$H = -3$ мм; 0 мм; +3 мм

б
$H = -3$ мм; 0 мм; +3 мм

Рис. 10. Экспериментально полученные образы пузырей для (*а*) PFBI методики и (*б*) теневой фотографии (L = 320 мм).
Изображения показаны для разных значений z_C

3. Основные результаты

3.1. Трение в осесимметричной газонасыщенной импактной струе

3.1.1. Описание установки и условия эксперимента

Экспериментальная установка представляла собой замкнутый гидродинамический контур, состоящий из рабочего участка, бака, системы соединительных труб и измерительной аппаратуры (рис. 11а). Рабочим участком являлся оргстеклянный канал прямоугольного сечения, имеющий размеры 162×86×2000 мм. Сопловой блок помещался в канал горизонтально через боковую стенку. Используемое сопло имело диаметр 10 мм и бирадиальную образующую, рассчитанную по формуле Витошинского, при этом отношение выходного диаметра сопла к диаметру предвключенной камеры составляло 1:4, отношение площадей — 1:16. Профиль скорости на срезе

сопла был близок к равномерному, а толщина потери импульса при $z/d = 0{,}15$ составляла $\theta \approx 0{,}1$ мм.

Измеренная степень естественной турбулентности u'/U_0 на этом расстоянии равнялась 0,005—0,008 на оси сопла и 0,05—0,06 в центре слоя смешения.

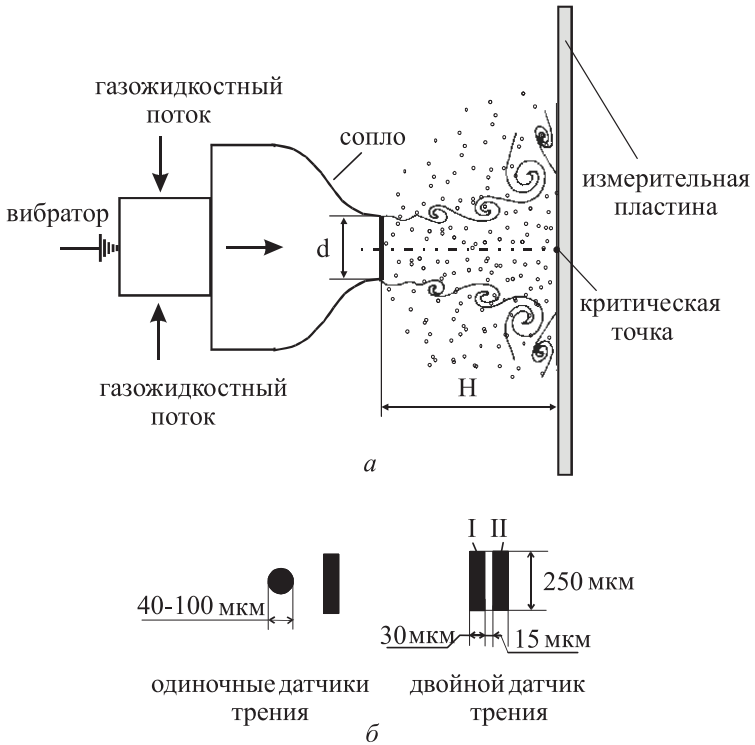


Рис. 11. Схема экспериментального участка (*а*) и конструкции используемых датчиков касательного напряжения на стенке (*б*)

Для измерения локальных значений скорости и касательного напряжения на стенке был использован электродиффузионный метод, детали которого приведены в [7]. Датчики касательного напряжения располагались на передвижной стенке канала, на которую натекала струя. Точность перемещения измерительной стенки — не менее 0,1 мм.

Измерения проводились для струи в естественных условиях, а также при наложении внешних периодических возмущений. Возбуждение струи про-

изводилось при помощи стандартного электродинамического вибратора ESE 201 посредством сильфона, соединенного с успокоительной камерой. Начальные синусоидальные колебания имели нулевую (осесимметричную) моду и их среднеквадратичное значение u'/U_0 изменялось от 0,0001 до 0,001 в зависимости от условий эксперимента. Частота возбуждения f_f характеризовалась числом Струхаля $\mathrm{Sh} = f_f d / U_0$. Эксперименты показали, что наложенные колебания малой амплитуды практически не влияют на характеристики течения вблизи кромки сопла.

Пузырьки воздуха подавались в предсопловой распределительный блок при помощи компрессора через мелкопористую пластину. Объемный расход воздуха измерялся поплавковым ротаметром и изменялся в процессе эксперимента от 0 до 164 л/ч. Это соответствует объемному газосодержанию $\beta =$ 0—12,1% для расхода жидкости $Q_l =$ 0,33 л/с. Средний диаметр пузырей составлял 200 мкм, причем разброс в их размерах был несущественен, поэтому газовая фаза рассматривалась в эксперименте как монодисперсная.

Характеристики двухфазной струи были получены для двух чисел Рейнольдса — 25 200 и 40 400, однофазной — в диапазоне Re от 6700 до 46 200. Здесь $\mathrm{Re} = U_0 \nu / d$, где U_0 — средняя скорость жидкости на срезе сопла; d — диаметр сопла; ν — коэффициент кинематической вязкости используемого раствора, равный $1{,}04 \cdot 10^{-6}$ м^2/с. Расстояние между кромкой сопла и плоскостью в экспериментах не изменялось и равнялось 20 мм ($H / d = 2$).

3.1.2. Однофазная струя

Основной объем результатов был получен посредством измерения осредненных и пульсационных величин касательного напряжения на обтекаемой преграде, а также спектральных характеристик. Эти данные позволяют получить основную информацию о турбулентной структуре потока в пристенной области. Сначала рассмотрим однофазную импактную струю для случая, когда срез сопла располагается на расстоянии от стенки, равном двум диаметрам сопла ($H = 2d$). Одной из главных задач данной работы является выяснение, каким образом дисперсная фаза (газовые пузыри) влияет на крупномасштабные структуры, развивающиеся в струйном слое смешения. Поэтому такое расстояние между соплом и стенкой было выбрано из тех соображений, что для однофазного случая крупные вихревые структуры в области разворота и присоединения струи остаются когерентными.

На рис. 12 показаны распределения средних и пульсационных значений касательного напряжения на стенке в зависимости от числа Рейнольдса. При

малых значениях Re ($\mathrm{Re} < 10^4$) среднее трение вначале растет с удалением от критической точки, затем, достигнув максимума при $r/d = 0,75$ (r — расстояние от оси струи), начинает монотонно уменьшаться, что соответствует расчетам по ламинарной интегральной модели [7].

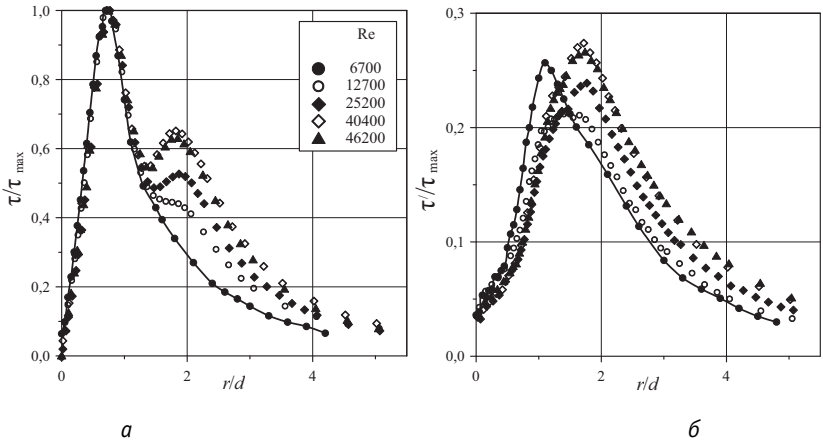


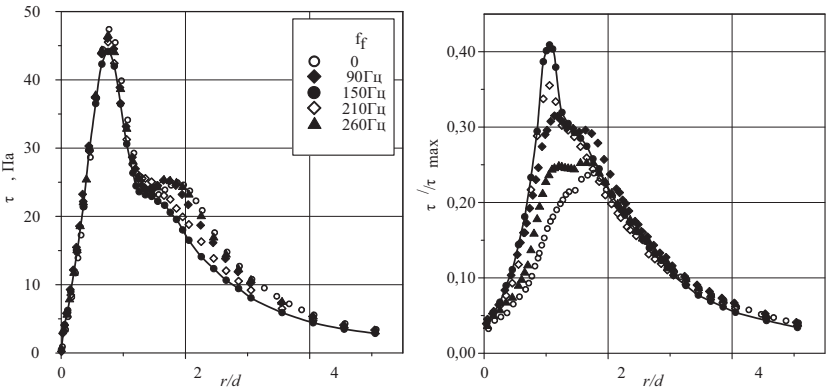
Рис. 12. Распределение касательного напряжения на стенке (*а*) и его среднеквадратичных пульсаций (*б*) для различных чисел Рейнольдса. $H/d = 2$, $\beta = 0$, $f_f = 0$

С увеличением числа Рейнольдса монотонность падения трения в области $r/d > 1,2$ нарушается и появляется небольшой второй максимум. Обычно его возникновение связывают с переходом течения в пограничном слое от ламинарного режима к турбулентному [10; 23]. Максимум пульсаций трения сдвигается от точки $r/d = 1$ для $\mathrm{Re} = 6700$ вниз по потоку. При дальнейшем возрастании Re профили трения и пульсаций становятся автомодельными и в безразмерном виде практически совпадают для $\mathrm{Re} > 40\,000$. С увеличением расстояния от среза сопла до стенки при больших Re распределения среднего трения также не остаются неизменными. При $H/d > 6$ второй максимум трения исчезает, так как турбулизация пограничного слоя начинается непосредственно от критической точки, где теперь имеет место максимум среднеквадратичных пульсаций.

Струйные течения, как и подавляющее большинство свободных сдвиговых течений, чувствительны к внешним возмущениям. В частности, хорошо известно начиная с экспериментальной работы [12], что если возбуждать струйный слой смешения периодическими акустическими или механически-

ми колебаниями малой амплитуды на определенных частотах, можно добиться резонансного усиления крупномасштабных вихревых структур, которые в отсутствие внешнего воздействия являются существенно более слабыми и квазирегулярными. Для импактных струй существует всего несколько работ, посвященных изучению развития неустойчивостей под действием внешних колебаний [8; 20].

На рис. 13а и 13б показаны распределения касательного напряжения и среднеквадратичных пульсаций трения для возбужденной импактной струи в зависимости от частоты возбуждения.



а *б*

Рис. 13. Распределения (*а*) касательного напряжения трения и (*б*) его среднеквадратичных пульсаций для возбужденной импактной струи в зависимости от частоты возбуждения. $\mathrm{Re} = 25\,200$, $H / d = 2$, $\beta = 0$

В одной из предыдущих работ авторов [8] отмечалось, что если возбуждение производится на частоте, лежащей в окрестности наиболее вероятной частоты f_{mp} для данных условий, то именно на этой частоте будут резонансно усиливаться когерентные структуры. В данном случае ($\mathrm{Re} = 25\,000$) диапазон чувствительности лежит в интервале $120 < f_f < 210$ Гц ($0,45 < \mathrm{Sh}_d < 0,8$), где f_f — частота возбуждения. Возбуждение на наиболее вероятной частоте $f_f = 150$ Гц ($\mathrm{Sh}_d = 0,57$) ведет к снижению трения в общей сложности более чем на 30%. Уровень пульсаций возрастает практически в два раза, причем большей частью за счет прироста когерентной составляющей.

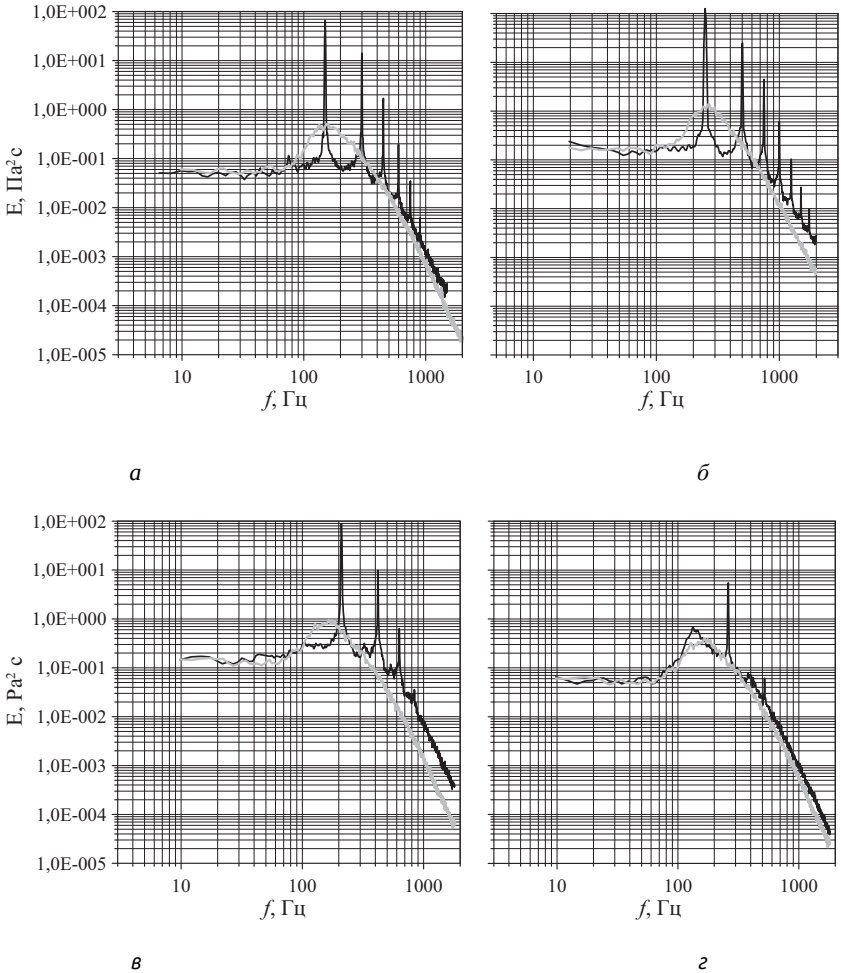


Рис. 14. Спектры мощности пульсаций касательного напряжения на стенке (серые линии — невозбужденная струя, черные линии — возбужденная струя). $H/d = 2$, $\beta = 0$, $r/d = 1{,}1$:

а: $\mathrm{Re} = 25\,200$, $f_f = 150$ Гц ($\mathrm{Sh}_d = 0{,}57$); *б*: $\mathrm{Re} = 40\,400$, $f_f = 250$ Гц ($\mathrm{Sh}_d = 0{,}6$); *в*: $\mathrm{Re} = 25\,200$, $f_f = 210$ Гц ($\mathrm{Sh}_d = 0{,}8$); *г*:, $\mathrm{Re} = 25\,200$, $f_f = 260$ Гц ($\mathrm{Sh}_d = 1{,}0$)

Так, в зоне интенсивного проникновения структур в пристенную область спектральная плотность пульсаций на резонансной частоте возрастает на два порядка по сравнению с невозбужденной струей (рис. 14*а*—14*в*). Второй максимум трения в резонансных режимах исчезает. Распределения характеристик струи становятся подобными распределениям для малых чисел Рейнольдса (рис. 12), а из спектральных зависимостей можно сделать заключение, что существенная часть стохастических пульсаций трения в области средних частот подавляется.

Таким образом, можно говорить об эффекте квазиламинаризации потока при резонансном усилении крупномасштабных вихревых структур. При возбуждении струи на частотах, лежащих выше диапазона наибольшей чувствительности, можно наблюдать лишь слабое усиление основной гармоники, не меняющее основные характеристики потока (рис. 14*г*). Возбуждение на низких частотах приводит к усилению кратных гармоник — $2f_f$, $3f_f$ и т. д., если они попадают в диапазон наибольшей чувствительности [8; 19]. Амплитуда наложенных колебаний в исследованном диапазоне практически не оказывает влияния на характеристики потока.

3.1.3. Двухфазная струя

Пузыри газа (воздуха) подавались в предвключенную камеру сопла из компрессора через мелкопористую пластину. Расход воздуха измерялся поплавковым ротаметром и изменялся в процессе эксперимента от 0 до 164 л/ч, что для расхода жидкости $Q_l = 0{,}33$ л/с ($\mathrm{Re} = 40\,400$) соответствует объемному газосодержанию $\beta = 0$—$12{,}1\%$. Средний диаметр пузырей составлял 200 мкм. Измерения проводились при двух числах Рейнольдса — 25 200 и 40 400.

Принципиальным образом результаты для этих двух режимов не различаются за исключением того факта, что при горизонтальной ориентации сопла процессы всплытия пузырей при низких числах Рейнольдса оказываются существенными, и характеристики потока в каждой точке зависят от соотношения скорости жидкости и скорости всплытия. Для больших чисел Re и малых размеров пузырей эти эффекты несущественны. Так, в диапазоне Re 25 200—40 400 различие между измеренными величинами касательного напряжения на стенке в симметричных относительно горизонтальной оси потока точках (верхней и нижней) не превышало 5% для всех исследованных значений газосодержания.

На рис. 15 показаны распределения касательного напряжения на стенке и пульсаций трения в невозбужденной струе в зависимости от газосодержания.

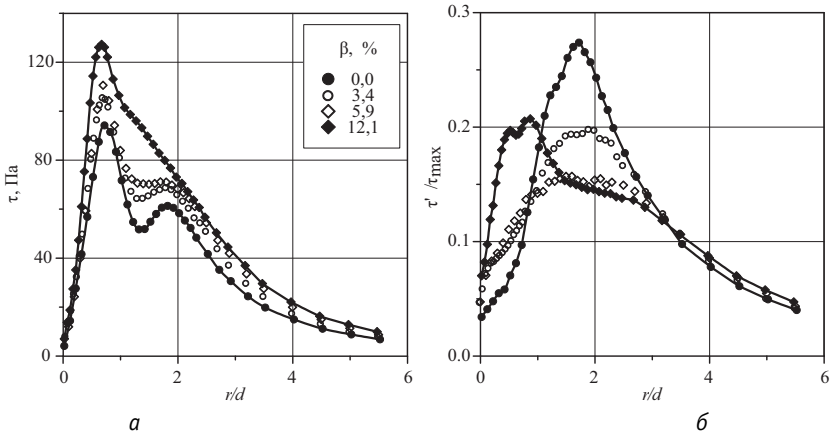


Рис. 15. Распределения касательного напряжения трения (*а*) и среднеквадратичных пульсаций (*б*) в зависимости от газосодержания. Струя без возбуждения. $\mathrm{Re} = 40\,400$, $H / d = 2$

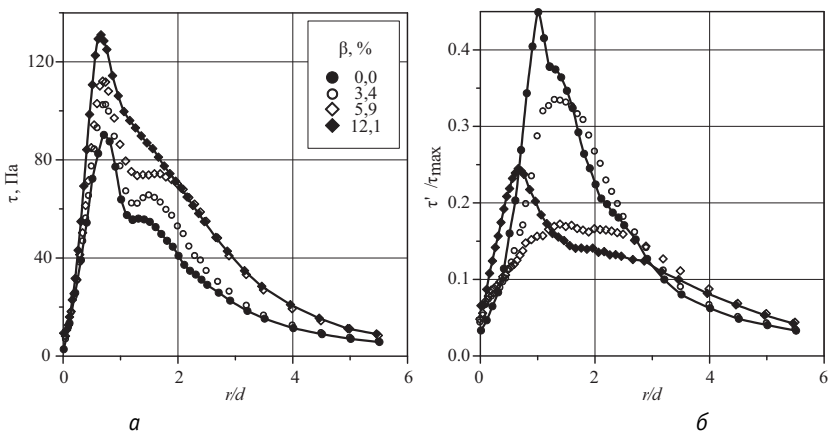


Рис. 16. Распределения (*а*) касательного напряжения трения и (*б*) среднеквадратичных пульсаций в зависимости от газосодержания. Возбуждение на частоте $f_f = 150$ Гц $(\mathrm{Sh}_d = 0{,}57)$, $\mathrm{Re} = 40\,400$, $H / d = 2$

Газонасыщение приводит к существенному возрастанию среднего трения, однако характер течения остается неизменным вплоть до значений газосодержания $\beta = 10\%$. Величина среднеквадратичных пульсаций трения, отнесенная к максимуму трения для каждого значения газосодержания, монотонно падает во всей области течения за исключением окрестности критической точки, где абсолютный уровень пульсаций растет. При $\beta > 10\%$ структура потока претерпевает изменения, второй максимум трения исчезает, а максимум пульсаций смещается ближе к критической точке. Еще более отчетливо эти тенденции проявляются при газонасыщении струи, возбужденной на резонансной частоте (рис. 16).

На рис. 17 приведено сравнение распределений спектральной плотности пульсаций трения в точке на преграде, куда крупномасштабные вихревые структуры проникают из струйного слоя смешения с наибольшей интенсивностью ($r/d = 1{,}1$). Отчетливо наблюдается подавление когерентной составляющей пульсаций с увеличением газосодержания. Серые линии — спектральные распределения для невозбужденной импактной струи — приведены для сравнения. Для существенно больших газосодержаний когерентная составляющая в спектрах практически исчезает для всех r/d.

Эволюция когерентной и стохастической составляющих пульсаций по радиальной координате приведена на рис. 18 для различных величин газосодержания. Пульсационные компоненты отнесены здесь к значению среднего трения в данной точке, так что здесь сравнивается относительный вклад соответствующих компонент пульсаций в локальную турбулентность в каждой точке.

Хорошо видно, что когерентная составляющая пульсаций существенна только в определенном диапазоне радиальных координат ($0{,}5 < r/d < 3$) и с увеличением газосодержания падает практически до нуля при $\beta > 8\%$. В области $r/d > 3$ основной вклад в турбулентную энергию вносят стохастические пульсации. Уровень стохастических пульсаций, отнесенных к локальному значению среднего трения в этой зоне, слабо меняется с увеличением газосодержания (см. рис. 18*c*). Этот вывод объясняется уменьшением локальной концентрации пузырей при удалении от критической точки.

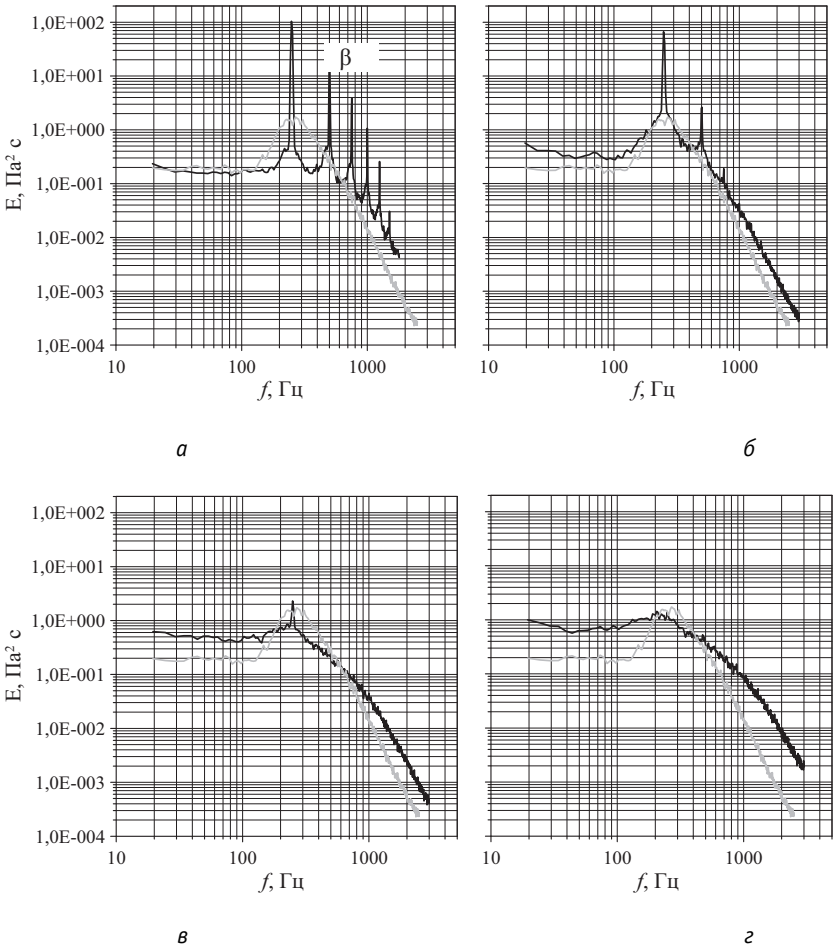


Рис. 17. Спектры мощности пульсаций касательного напряжения на стенке (серые линии — невозбужденная струя, черные линии — возбужденная струя) $H/d = 2$, $\beta = 0$, $r/d = 1{,}1$:

а: $\mathrm{Re} = 25\,200$, $f_f = 150$ Гц ($\mathrm{Sh}_d = 0{,}57$); *б*: $\mathrm{Re} = 40\,400$, $f_f = 250$ Гц ($\mathrm{Sh}_d = 0{,}6$); *в*: $\mathrm{Re} = 25\,200$, $f_f = 210$ Гц ($\mathrm{Sh}_d = 0{,}8$); *г*: $\mathrm{Re} = 25\,200$, $f_f = 260$ Гц ($\mathrm{Sh}_d = 1{,}0$)

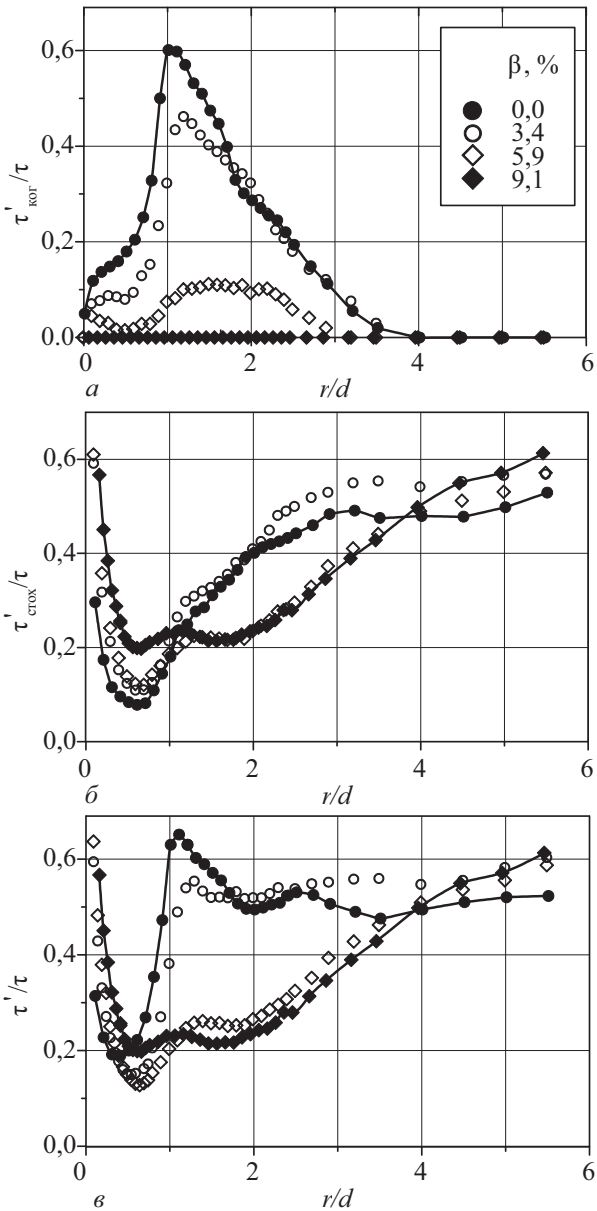


Рис. 18. Разделение (*в*) среднеквадратичных пульсаций касательного напряжения трения на когерентную (*а*) и стохастическую (*б*) составляющие. Возбуждение на частоте f_f = 150 Гц (Sh_d = 0,57). Re = 40 400, H/d = 2

3.2. Турбулентная структура свободной и импактной газонасыщенных струй

3.2.1. Описание установки и условия эксперимента

Для проведения экспериментов, описанных в данном подразделе, использовалась другая экспериментальная установка, обеспечивающая условия для проведения оптических измерений. Она представляла собой замкнутый гидродинамический контур, оснащенный насосом, компрессором, расходомерами, манометром и термостатом. Посредством датчика расхода с обратной связью от расходомера скорость вращения насоса контролировалась таким образом, чтобы поддерживать расход жидкости на заданном уровне. Измерения проводились в рабочем объеме, изготовленном из оргстекла (рис. 19), с размерами: высота — 400 мм, ширина — 200 мм, длина — 200 мм. Струйный поток с ударным профилем формировался при помощи осесимметричного сопла Витошинского с выходным диаметром d = 15 мм. В случае импактной струи поверхность размещалась нормально к направлению потока на расстоянии $H = 3d$ от среза сопла.

В качестве рабочей жидкости использовался 10%-ный раствор этилового спирта в воде. Температура жидкости поддерживалась равной 30±0,5°C. Число Рейнольдса, построенное по среднерасходной скорости жидкости U_0 = 0,93 м/с и диаметру сопла d, составляло 12 000. Для внесения в поток пузырей с квазимонодисперсным распределением по размеру использовался смеситель специальной конструкции. Воздух подавался компрессором в смеситель при фиксированном уровне давления и заданном расходе газа. Объемное содержание газа (газонасыщение) β (составляло 0%, 1,2%, 2,4% и 4,2%, средний размер пузырей D_b для всех случаев был фиксированным (0,85 мм).

В измерениях использовалась PIV-система «ПОЛИС», состоящая из двойного импульсного Nd:АИГ лазера (длина волны излучения 532 нм, длительность импульса 10 нс, энергия в импульсе 50 мДж), CCD-камеры (глубина цвета 8 бит, разрешение матрицы 1280×1024 пикселей) с оптическим высокочастотным фильтром (край полосы пропускания 560 нм) и объективом AF Micro Nikkor 60 мм f/2,8D, а также синхронизирующего процессора. При проведении экспериментов измерительная система управлялась с компьютера посредством программного пакета «ActualFlow». Толщина лазерного «ножа», сформированного цилиндрической линзой, составляла около 0,8 мм в измерительной области, расстояние от камеры до лазерного «ножа» — около 215 мм. В поток добавлялись флуоресцентные трассеры (средний размер 20 мкм, диапазон длин волн излучения 550—700 нм) для проведения PIV измерений. Измерения проводились в цен-

тральной плоскости струй. Для достижения высокого пространственного разрешения (размер элементарной расчетной ячейки составлял 0,58 мм) исследуемая область была разбита на несколько участков, где измерения проводились независимо (рис. 20*а* и 20*б*). Для каждой измерительной зоны было снято по 10 000 пар PFBI/PIV-изображений, чтобы иметь выборку, достаточную для расчета статистических характеристик.

Для регистрации пузырей на изображениях в работе был использован подход PFBI, разработанный ранее коллективом авторов (см. [3]). Как уже упоминалось, суть подхода заключается в добавлении в жидкость флуоресцентного красителя (в данном случае — «Rhodamine B» с концентрацией 90 мкг/л). Выбранное сечение потока освещается лазерным «ножом», при этом краситель переизлучает поглощенный свет как плоскость определенной толщины (см. рис. 19).

При использовании оптического фильтра, подавляющего излучение лазера, камера регистрирует только излучение красителя. Пузыри, находящиеся вблизи и за плоскостью лазерного «ножа», отражают свет, формируя яркие кольца на изображении. Для измерения скорости несущей жидкости в поток добавляются флуоресцентные трассеры, при этом на изображении камеры одновременно регистрируются как образы пузырей (яркие кольца), так и образы трассеров (яркие точки). Для расчета перемещения трассеров применялся итерационный PIV-алгоритм (размер ячейки — 32×32 пикселя, 50%-ное перекрытие), а для перемещения пузырей — подход PTV.

Для идентификации пузырей на изображениях был использован корреляционный подход (см. [1]), схема которого представлена на рис. 21. Вначале рассчитывается поле корреляций (рис. 22*б*) для изображения (рис. 22*а*) и предварительно построенной маски. В данном случае маска имела форму двумерного гауссова распределения в форме тора (рис. 22*в*). Положения пиков на таком поле соответствуют положению центров пузырей. Размеры пузырей определяются при помощи масок различных размеров.

Для расчета поля скорости жидкой фазы использовался итерационный кросскорреляционный PIV-алгоритм с последующим применением процедур валидации данных. Валидация рассчитанных векторов скорости жидкости необходима для нахождения и удаления из статистических расчетов «неверных» векторов, вызванных непрозрачностью потока вследствие нахождения пузырей перед камерой (на рис. 22*а* они видны как размытые области).

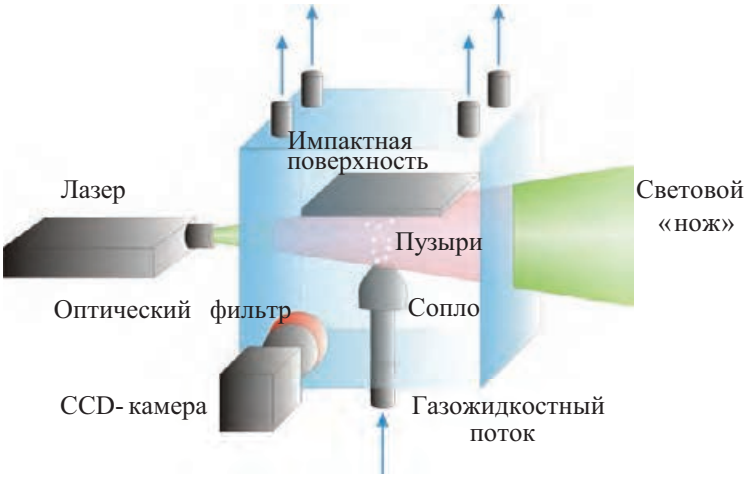
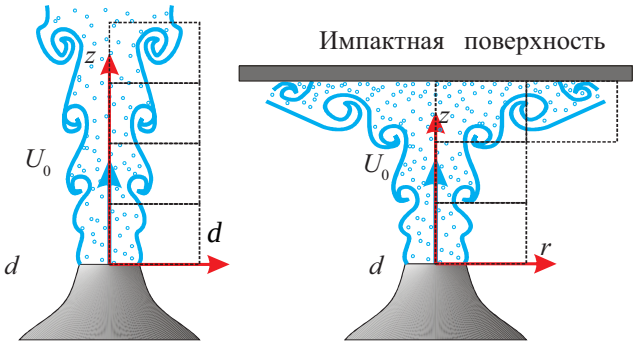


Рис. 19. Схема рабочего объема и измерительной системы



а *б*

Рис. 20. Схемы течения и расположения измерительных областей для свободной (*а*) и импактной (*б*) турбулентных газонасыщенных струй

Рис. 21. Общая схема корреляционного алгоритма для идентификации пузырей на изображениях, полученных методом PFBI

Наиболее эффективным оказалось последовательное применение критерия сигнал/шум и адаптивного медианного фильтра [50]. Скорость газовой фазы рассчитывалась путем слежения за каждой отдельно взятой частицей. При этом каждому пузырю на первом кадре подбиралась пара на втором кадре, и отбор соответствующих кандидатов проводился на основе критерия корреляционного подобия. После определения вектора смещения каждого пузыря за время между кадрами осуществлялась его корреляционная коррекция методом IPC (см. рис. 7). После процедуры идентификации пузырей проводилось пространственное осреднение мгновенного содержания газа в потоке. На последнем этапе обработки рассчитывалась совместная статистика скорости жидкости, скорости пузырей и локального газосодержания.

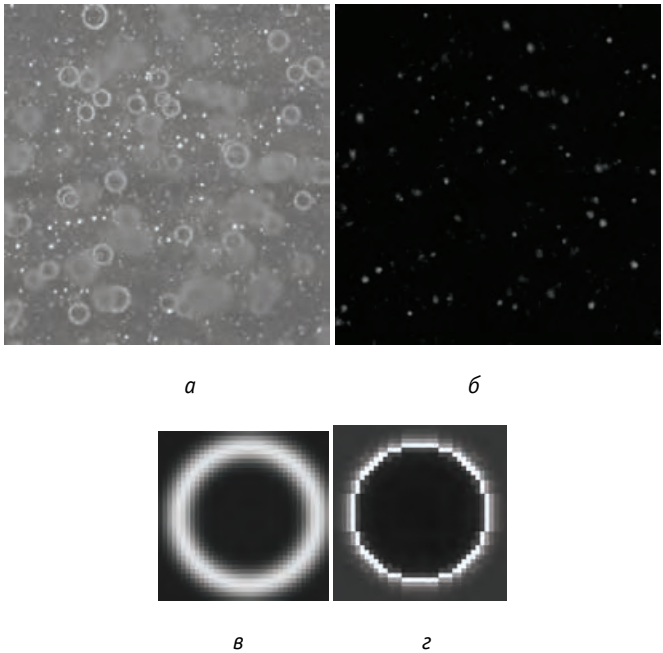


Рис. 22. Исходное изображение, полученное в эксперименте (*а*); рассчитанное поле корреляций (*б*); сгенерированное изображение маски (*в*); пример аналитически полученного изображение пузыря (*г*)

3.2.2. Свободная струя

Примеры пространственных распределений среднего локального газосодержания $\alpha = \langle \chi_b \rangle$, средней аксиальной скорости пузырей U_b, разницы $U_b - U_l$ между средней аксиальной скоростью пузырей и жидкости и среднеквадратичного отклонения пульсаций скорости пузырей в радиальном направлении $\langle \upsilon_b^2 \rangle$, измеренные для газонасыщенной свободной струи при газонасыщении $\beta = 1,2\%$, показаны на рис. 23*а*.

Как можно видеть на рис. 23*б*, распределение U_b является достаточно гладким, что указывает на хорошую точность измерения скорости пузырей (т. е. на малую величину ошибки peak-locking), благодаря использованию процедуры IPC коррекции в методе PTV. Разница средней скорости фаз в аксиальном направлении $U_b - U_l$ (см. рис. 23*в*) является положительной в ядре струи (главным образом в непосредственной окрестности среза сопла) и во внешней области слоя смешения (где скорость вовлекаемой в поток жидкости сравнительно мала).

Интересно, что для всей исследованной области течения в центре слоя смешения $r/d \approx 0,5$ разница средней скорости фаз близка к нулю. Область отрицательных значений $U_b - U_l$ (до $-0,2U_0$) можно видеть около кромки сопла ($r/d \approx 0,45$, $z/d < 0,2$) — как следствие влияния зоны пониженного давления (отрывной зоны) после кромки. В этой области также наблюдается максимум среднего локального газосодержания ($\alpha = 0,02$ для $r/d \approx 0,5$ и $z/d \approx 0,2$). Аналогичный максимум также наблюдался в [34] после разделительной пластины двумерного пузырькового слоя смешения. Как и в [34], в данном случае далее по потоку пик быстро исчезает, и α принимает более равномерную форму в поперечном направлении.

В целом для всех исследованных пузырьковых свободных струй пространственные распределения U_b оказались схожими, а также подобными распределениям скорости жидкой фазы U_l. Основное различие заключалось в том, что абсолютные значения U_b несколько больше (приблизительно на 5%), чем значения U_l в области ядра струи и во внешней области слоя смешения вследствие действия силы плавучести. Влияние пузырей на распределения средней скорости жидкости оказалось достаточно малым: увеличение β приводило к увеличению абсолютных значений U_l в ядре струи, в то время как форма профиля почти не менялась.

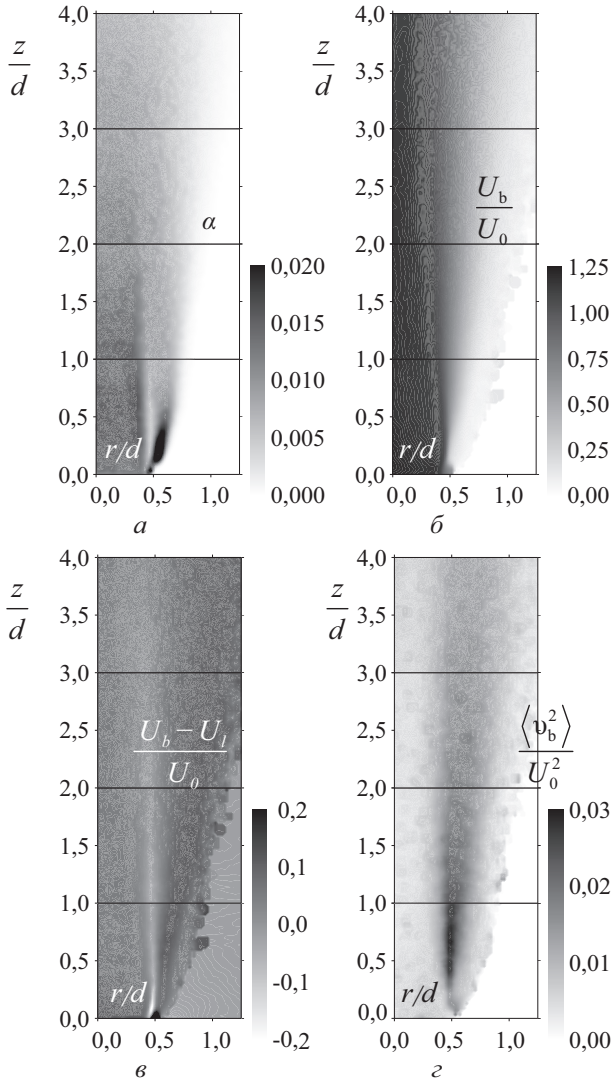


Рис. 23. Пространственные распределения среднего локального газосодержания (*а*), средней аксиальной скорости пузырей (*б*), разницы средней скорости аксиальной пузырей и жидкости (*в*), среднеквадратичного отклонения пульсаций скорости пузырей в радиальном направлении (*г*) для свободной газонасыщенной струи для $\beta = 1,2\%$

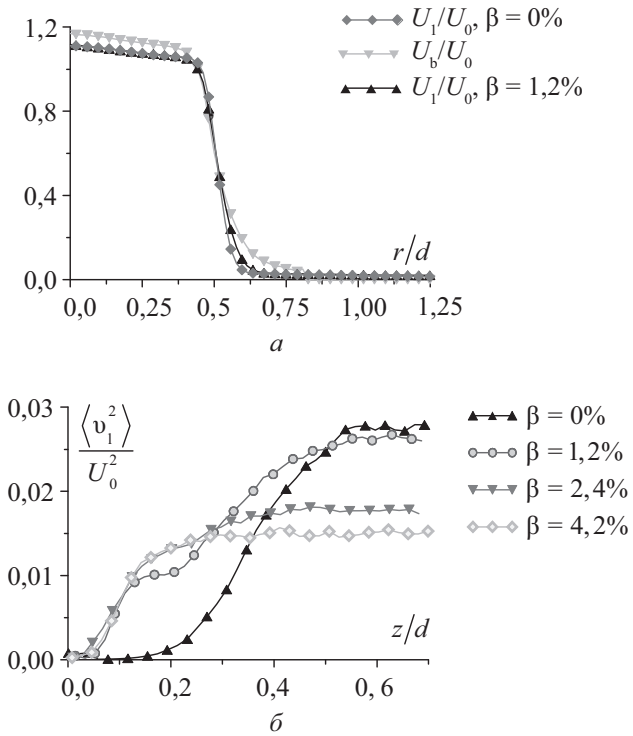


Рис. 24. Профили средней аксиальной скорости пузырей и жидкости в сечении $z/d = 0{,}5$ (*а*) и радиальной компоненты кинетической энергии турбулентности (*б*) в жидкости вдоль $r/d = 0{,}5$ свободной газонасыщенной струи. Показана каждая вторая экспериментальная точка

На рис. 24*а* в качестве примера представлены профили средней продольной скорости пузырей и несущей фазы в сечении $z/d = 0{,}5$ (начальная область струи). Как уже отмечалось, для $r/d = 0{,}5$ разница в средней скорости двух фаз близка к нулю. Следовательно, ожидается, что в данной области отсутствует порождение турбулентности за счет вихревого обтекания пузырей. Более того, можно видеть, что распределение средней скорости жидкости почти не изменилось при внесении пузырей в поток (т. е. U_l в случае $\beta = 0\%$ хорошо совпадает с U_l для $\beta = 1{,}2\%$), следовательно, интенсивность сдвига осталась на прежнем уровне.

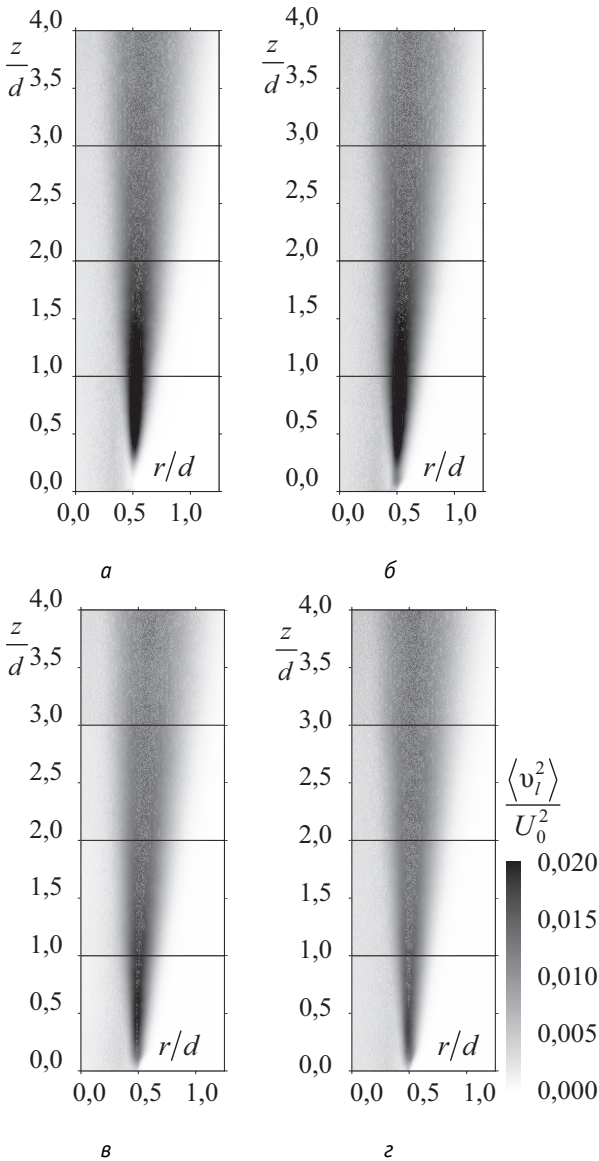


Рис. 25. Пространственные распределения радиальной компоненты кинетической энергии турбулентности жидкости для свободной газонасыщенной струи: *а* — $\beta = 0\%$; *б* — $\beta = 1,2\%$; *в* — $\beta = 2,4\%$; *г* — $\beta = 4,2\%$

В отличие от средней скорости влияние пузырей на характеристики турбулентных пульсаций в жидкой фазе оказалось существенным. Пространственные распределения радиальной компоненты кинетической энергии турбулентности в жидкости для различных значений газонасыщения струи β показаны на рис. 25. Можно видеть, что в начальной области слоя смешения (но для $r/d > 0,5$) значения $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ уменьшаются с увеличением β, в то время как положение максимума $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ смещается в сторону сопла. В области самой кромки сопла (для $r/d < 0,5$), наоборот, увеличение β приводит к более крутому росту $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ вдоль по потоку (см. рис. 24*б*). В то же время в дальней зоне струи, на краю области исследования ($z/d \sim 4$), влияние газовой фазы на абсолютные значения $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ невелико.

Для всех значений газонасыщения сразу после кромки сопла можно наблюдать экспоненциальный рост $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ с увеличением z. Наличие пузырей в потоке приводит к более крутому росту $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ вблизи сопла ($z < 0,15d$): показатель экспоненты увеличивается почти в три раза при внесении пузырей в поток (например, в случаях $\beta = 0$ и $\beta = 1,2\%$). Однако, как уже указывалось, в случаях $\beta = 0$ и $\beta = 1,2\%$ различие в профиле U_l и, следовательно, в интенсивности сдвига почти отсутствует. Более того, как уже отмечалось, величина $U_0 - U_l$ в центре слоя смешения ($r/d = 0,5$) является пренебрежимо малой вплоть до конца измерительной области. Поэтому генерация турбулентных пульсаций за всплывающими пузырями мала и не обеспечивает столь значительное увеличение показателя экспоненты. В работе был сделан вывод, что увеличение показателя роста $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ обусловливается главным образом влиянием пульсационного движения пузырей на выходе из сопла. Анализ интенсивности турбулентных пульсаций на срезе сопла ($z \approx 0$) показал существенное увеличение турбулентных пульсаций в ядре струи при внесении пузырей в поток (от 4,4% до 6% по отношению к U_0 при изменении β от 0 до 1,2%), что и привело к более интенсивному развитию неустойчивости в слое смешения струи.

На рис. 23*г* показано пространственное распределение среднеквадратичного отклонения пульсаций скорости пузырей в радиальном направлении $\langle \upsilon_b^2 \rangle$ для случая $\beta = 1,2\%$. Можно видеть, что распределение $\langle \upsilon_b^2 \rangle$ схоже с распределением $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ (ср. рис. 23*г* и 25*б*), т. е. наибольшие значения пульсаций скорости пузырей, как и жидкости, наблюдаются в

слое смешения струи. Более того, в начальной области струи $\left\langle \upsilon_b^2 \right\rangle$ — аналогично $\left\langle \upsilon_l^2 \right\rangle$ — имеет максимум $0,02U_0^2$ вблизи $r/d = 0,5$ и $r/d \approx 0,6$. При этом из рис. 26*б*, где показано распределение корреляций пульсаций радиальной скорости жидкой и газовой фаз $\left\langle \upsilon_l \upsilon_b \right\rangle$, можно сделать вывод, что корреляция между пульсациями обеих фаз достигает 50% (как и для пульсаций скорости в аксиальном направлении, см. распределение $\left\langle u_l u_b \right\rangle$). Таким образом, пульсационное движение пузырей почти полностью обусловлено турбулентными пульсациями в жидкой фазе, вызванными свойствами потока (наличием слоя смешения).

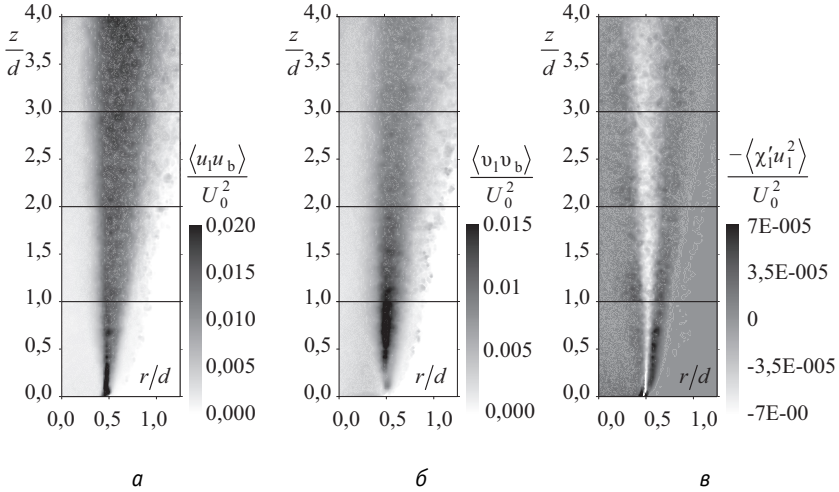


Рис. 26. Пространственные распределения корреляций пульсаций скорости жидкости и газовой фазы в радиальном (*а*) и аксиальном (*б*) направлениях. Третий статистический момент пульсаций локальной концентрации и аксиальной компоненты скорости жидкости в свободной газонасыщенной струе (*в*) для $\beta = 1,2\%$

На рис. 26 в качестве примера показан третий статистический момент, соответствующий корреляции флуктуации локального газосодержания (так как $\chi_b' = -\chi_l'$) и пульсаций аксиальной скорости жидкости. Вообще говоря, данная величина соответствует разнице между фазовой осредненной компонентой кинетической энергии и осредненной по ансамблю, т. е. $\left\langle \chi_{ll} u_l^2 \right\rangle - \left\langle \chi_l \right\rangle \left\langle u_l^2 \right\rangle$. В целом эта разница очень мала по сравнению с абсолютной величиной компоненты кинетической энергии турбулентности, так

как локальное содержание жидкости $\langle \chi_l \rangle = (1-\alpha)$ опускается лишь до величины 0,99 в ядре струи.

3.2.3. Импактная струя

На рис. 27*а* и 27*б* показаны пространственные распределения абсолютной скорости обеих фаз для импактной газонасыщенной струи при $\beta = 1,2\%$. В начальной области струи (вблизи сопла) распределения схожи с распределениями в свободной струе. Так, разница средней скорости фаз в области $z/d < 1,5$ достаточно хорошо совпадает со случаем свободной струи, однако в области критической точки ($z/d = 3$, $r/d = 0$) наблюдается существенное влияние преграды на разницу скоростей (рис. 27*в*).

Можно видеть, что вследствие увеличения среднего давления при приближении потока к твердой поверхности в области $z/d > 2,5$ U_b уменьшается значительно быстрее по сравнению с U_l. В то же время градиент среднего давления в радиальном направлении ускоряет пузыри намного быстрее, чем жидкость вследствие разности плотностей несущей и дисперсной фаз.

Пространственные распределения радиальной компоненты кинетической энергии турбулентности $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ в жидкости показаны на рис. 28 для импактной газонасыщенной струи при различных значениях газонасыщения β. Вблизи сопла влияние пузырей на свойства турбулентных пульсаций в жидкости почти полностью подобно случаю свободной струи, описанному выше. Профили $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ вдоль слоя смешения ($r/d = 0,5$) для различных β практически полностью совпали с распределениями для свободной струи (см. рис. 24*б*) и поэтому не показаны.

Как и для свободной газонасыщенной струи, среднеквадратичное отклонение пульсаций скорости пузырей в радиальном направлении $\langle \upsilon_b^2 \rangle$ для импактной струи при $\beta = 1,2\%$ достаточно хорошо совпадает с распределением радиальной компоненты кинетической энергии турбулентности в жидкости (ср. рис. 27*г* и 28*б*). Исключением является область критической точки, где разница скоростей сред значительна. В этой области интенсивность пульсаций скорости пузырей значительно выше пульсаций скорости жидкости (см. $r/d = 0,5$ и $z/d = 2,7$). Как можно видеть, далее по потоку (для $r/d > 1,5$) разница в значениях $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ и $\langle \upsilon_b^2 \rangle$ становится значительно меньше.

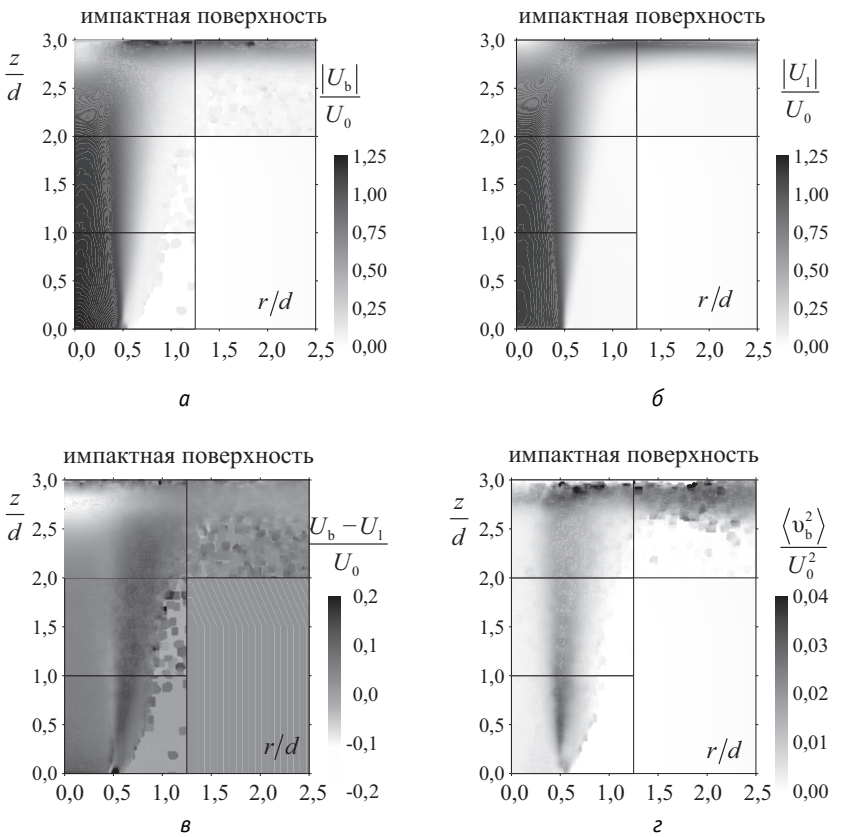


Рис. 27. Пространственные распределения абсолютной средней скорости газовой (*а*) и жидкой (*б*) фаз, разницы средней аксиальной скорости фаз (*в*), среднеквадратичного отклонения пульсаций скорости пузырей в радиальном направлении для импактной газонасыщенной струи (*г*) для $\beta = 1,2\%$

Пространственные распределения аксиальной компоненты кинетической энергии турбулентности $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ для импактной газонасыщенной струи, показанные на рис. 29 для различных β, как и распределения $\langle \upsilon_l^2 \rangle$, демонстрируют подавление турбулентных пульсаций жидкости на начальном участке струи (в области $z/d > 0,5$) при увеличении газонасыщения, что согласуется со случаем свободной струи. Как можно видеть на рис. 28, вблизи импактной поверхности, наоборот, внесение пузырей в поток приводит к значительному увеличению турбулентных пульсаций. Для двух-

фазной струи при $\beta = 1,2\%$ распределение $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ имеет максимум $0,036U_0^2$ в области $z/d = 2,9$, $r/d = 1,9$, в то время как для случая $\beta = 4,2\%$ максимум $0,009U_0^2$ находится в области r/d =0,67.

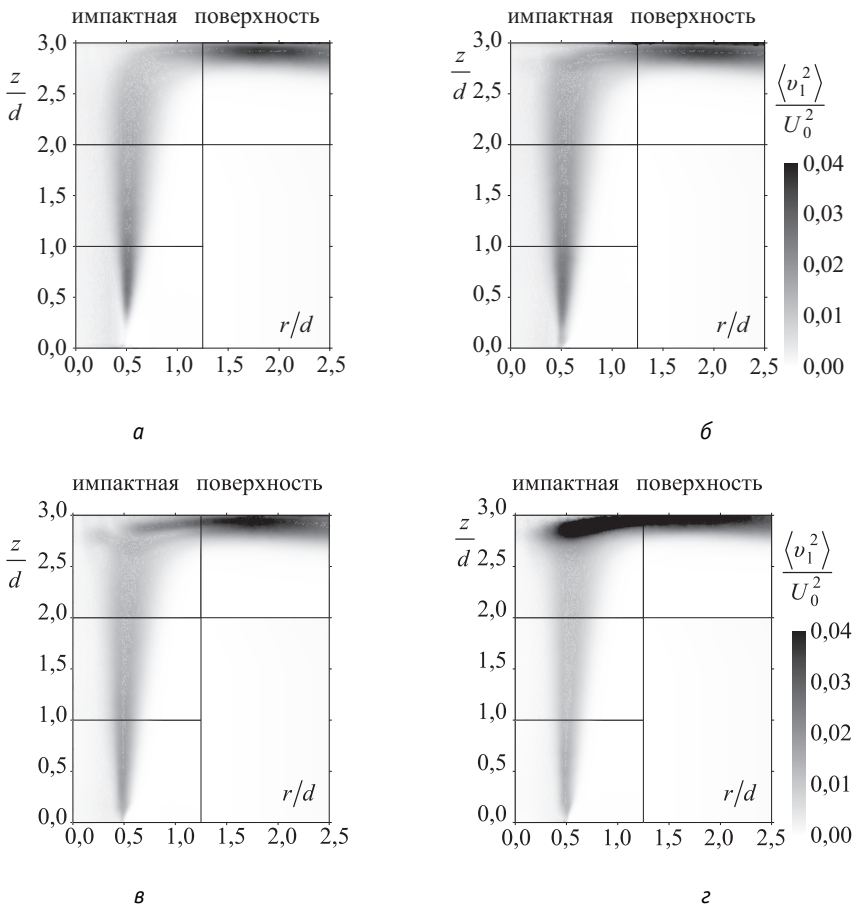


Рис. 28. Пространственные распределения радиальной компоненты кинетической энергии турбулентности жидкости для импактной газонасыщенной струи: *а* — $\beta = 0\%$; *б* — $\beta = 1,2\%$; *в* — $\beta = 2,4\%$; *г* — $\beta = 4,2\%$

Также в окрестности поверхности для $r/d > 1$ можно наблюдать значительное увеличение значений $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ с ростом β. Увеличение же аксиальной компоненты кинетической энергии турбулентности $\langle u_l^2 \rangle$ имеет место только в окрестности критической точки ($2{,}5 < z/d < 3$ и $0 < r/d < 1$).

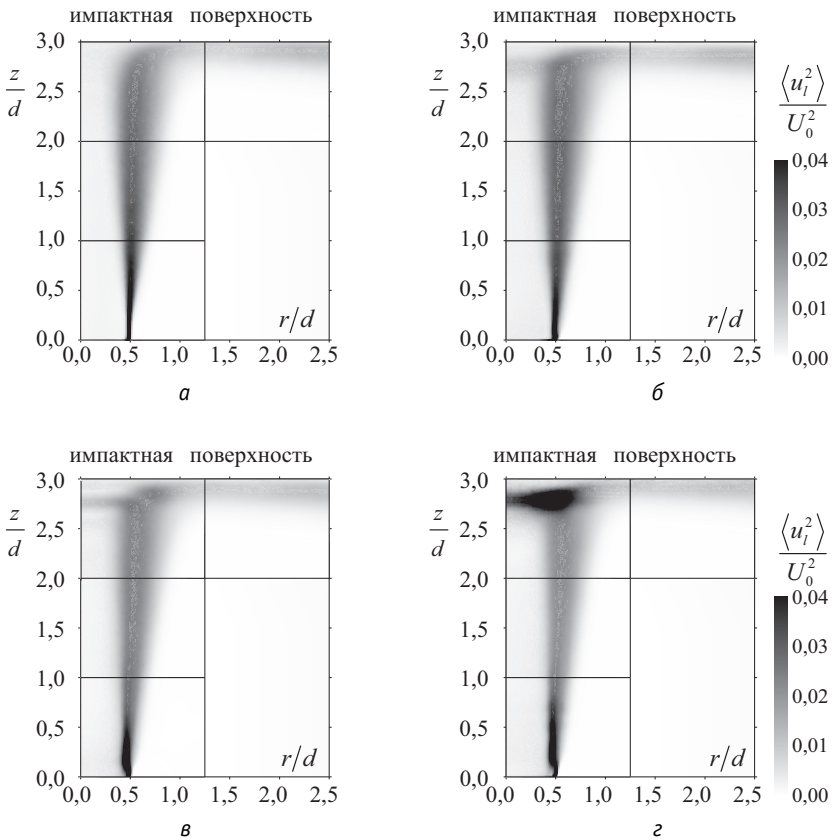


Рис. 29. Пространственные распределения аксиальной компоненты кинетической энергии турбулентности жидкости для импактной газонасыщенной струи:
а — $\beta = 0\%$; *б* — $\beta = 1{,}2\%$; *в* — $\beta = 2{,}4\%$; *г* — $\beta = 4{,}2\%$

Можно сделать вывод, что существенное различие скорости пузырей и жидкости вследствие повышенного давления в области критической точки

является причиной генерации турбулентности в пристенной зоне импактной струи. Анализ распределения коэффициента асимметрии аксиальных пульсаций скорости жидкости $\langle u_l^3 \rangle / \langle u_l^2 \rangle^{3/2}$, показанного на рис. 30*б* для случая $\beta = 4,2\%$, позволяет сделать вывод, что в этой области ($r/d < 1$) турбулентные пульсации скорости жидкости существенно асимметричны, что может быть интерпретировано как признак формирования крупных вихрей. Таким образом, большие значения $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ и $\langle u_l^2 \rangle$ вблизи критической точки обусловлены генерацией турбулентности пузырями в области повышенного давления вследствие более быстрого торможения пузырей, в то время как большие значения $\langle \upsilon_l^2 \rangle$ вдоль поверхности вызваны быстрым ускорением пузырей в радиальном направлении.

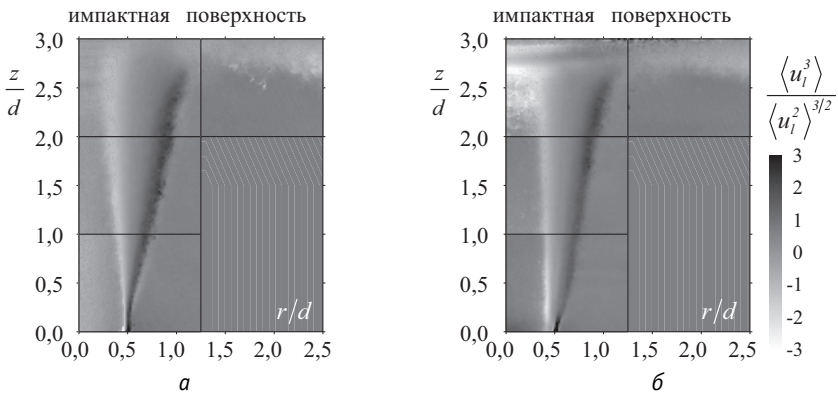


Рис. 30. Пространственные распределения коэффициента асимметрии пульсаций аксиальной скорости жидкости в импактной струе:
а — $\beta = 0\%$; *б* — $\beta = 4,2\%$

4. Заключение

Проведено экспериментальное исследование локальной структуры осесимметричной импактной струи в присутствии мелкодисперсной газовой фазы с использованием электродиффузионного метода. Изучено влияние внешнего периодического возмущения и степени газонасыщения на турбулентные характеристики потока. Основные результаты первой части работы получены на базе анализа касательного напряжения на преграде. Периодическое возмущение струи на частотах из диапазона наибольшей восприимчивости ведет к резонансному усилению крупномасштабных

вихревых структур в струйном слое смешения. Мелкодисперсное газонасыщение струи ($D_b = 0,2$ мм) приводит к значительному увеличению среднего сопротивления трения на преграде. Уровень турбулентности в области натекания крупномасштабных вихревых структур на стенку для больших значений газосодержания существенно уменьшается — в спектральных распределениях соответствующие крупномасштабным вихрям гармоники становятся неотличимыми от стохастического турбулентного фона. Напротив, при увеличении степени газонасыщения стохастическая часть турбулентных пульсаций в окрестности критической точки возрастает.

Вторая часть данной работы содержит результаты экспериментального исследования влияния пузырей на турбулентную структуру свободной и импактной струй при относительно небольших значениях газосодержания и существенно большем размере пузырей, чем в первой части работы ($D_b = 0,85$ мм).

Применение современных оптических методов дало возможность измерить мгновенные пространственные распределения скорости обеих фаз и локального газосодержания одновременно, что позволило рассчитать такие статистические характеристики, как одноточечные корреляции пульсаций скорости различных фаз. Показано, что внесение пузырей в поток существенно не изменяет распределение средней скорости жидкости, тогда как турбулентные характеристики потока меняются значительно. Вблизи кромки сопла интенсивность роста турбулентных пульсаций увеличивается при внесении пузырей в поток, а ниже по потоку ($z/d > 0,3$) концентрирующиеся в крупномасштабных вихревых структурах пузыри приводят к увеличению их размера и уменьшению интенсивности турбулентных пульсаций (вплоть до $z/d < 3,5$) по сравнению со случаем однофазной струи. Для струи, натекающей на преграду, влияние газовой фазы вблизи сопла было схожим со случаем свободного течения, однако вблизи твердой поверхности наличие пузырей привело к существенному увеличению турбулентных пульсаций жидкости. Механизм генерации турбулентности соответствует вихревому обтеканию пузырей вследствие существенной разницы скорости жидкой и дисперсной фаз в области критической точки. Большая разница скоростей фаз возникает вследствие влияния области повышенного давления, где вследствие действия силы плавучести скорость пузырей быстрее уменьшается в аксиальном направлении и увеличивается в радиальном.

Литература

1. *Ахметбеков Е. К., Дулин В. М., Первунин К. С.* Разработка алгоритмов для исследования пузырьковых потоков оптическим методом Planar Fluorescence for Bubbles Imaging // Труды X Международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков», МЭИ, Москва, 23—26 июня 2009 г. — М., 2009. — С. 246—249.
2. *Гешев П. И.* Частотные характеристики электрохимического датчика трения // Градиентные и отрывные течения / Ин-т теплофизики. — Новосибирск, 1976.
3. *Дулин В. М., Маркович Д. М., Первунин К. С.* Новая методика визуализации пузырей, основанная на подходе лазерно-индуцированной флуоресценции // Труды X Международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков», МЭИ, Москва, 23—26 июня 2009 г. — М., 2009. — С. 140—143.
4. *Накоряков В. Е., Бурдуков А. П., Кашинский О. Н., Гешев П. И.* Электродиффузионный метод исследования локальной структуры турбулентных течений / Ин-т теплофизики. — Новосибирск, 1986.
5. *Токарев М. П., Маркович Д. М., Бильский А. В.* Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // Вычислит. технологии. — 2007. — Т. 2. — С. 1—23.
6. *Adrian R. J.* Twenty years of particle image velocimetry // Exp. Fluids. — 2005. — Vol. 39. — P. 159—169.
7. *Alekseenko S. V., Markovich D. M.* Electrodiffusion diagnostics of wall shear stresses in impinging jets // J. Appl. Electrochem. — 1994. — Vol. 24. — P. 626—631.
8. *Alekseenko S. V., Markovich D. M., Semenov V. I.* Effect of external disturbances on the impinging jet structure // Proc. 4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mech. and Thermodynamics, Brussels, June 2—6, 1997. — [S. l.], 1997. — P. 1815—1822.
9. *Baek S. J., Lee S. J.* A new two-frame particle tracking algorithm using match probability // Exp. Fluids. — 1996. — Vol. 22. — P. 23—32.
10. *Baines W. D., Keffer J. F.* Shear stress and heat trasfer at a stagnation point // Int. J. Heat and Mass Transfer. — 1976. — Vol. 19. — P. 21—26.
11. *Cowen E. A., Monismith S. G.* A hybrid digital particle tracking velocimetry technique // Exp. Fluids. — 1996. — Vol. 22. — P. 199—201.
12. *Crow S. C., Champagne F. H.* Orderly structure in jet turbulence / J. Fluid Mech. — 1971. — Vol. 48. — P. 547—591.
13. *Doh D. H., Hwang T. G., Saga T.* 3D-PTV measurements of the wake of a sphere // Meas. Sci. Technol. — 2004. — Vol. 15. — P. 1059—1066.

14. *Elsinga G. E., Scarano F., Wieneke B., van Oudheusden B. W.* Tomographic particle image velocimetry // Exp. Fluids. — 2006. — Vol. 41. — P. 933—947.
15. *Etoh R., Takehara K.* The particle mask correlation method // Proc. 8th International Symposium on Flow Visualization, Sorrento, Italy, 1—4th September 1998. — [S. l.], 1998.
16. *Goldschmidt V. W., Householder M. K., Chuang S. C.* Turbulent diffusion of small particles suspensed in turbulent jets // Progress in Heat and Mass Transfer. — 1971. — Vol. 6. — P. 487—508.
17. *Gore R. A., Crowe C. T.* Effect of particle size on modulating turbulent intensity // Int. J. Multiphase Flow. — 1989. — Vol. 15. — P. 279—285.
18. *Hassan Y. A., Canaan R. E.* Full-field bubbly flow velocity measurements using a multiframe particle tracking technique // Exp. Fluids. — 1991. — Vol. 12. — P. 49—60.
19. *Ho C. M., Huang L. S.* Subharmonics and vortex merging in mixing layers // J. Fluid Mech. — 1982. — Vol. 119. — P. 443—473.
20. *Ho C. M., Nosseir N. S.* Dynamics of an impinging jet. Pt. I: The feedback phenomenon // J. Fluid Mech. — 1981. — Vol. 105. — P. 119—142.
21. *Ishikawa M., Murai Y., Wada A.* et al. A novel algorithm for particle tracking velocimetry using the velocity gradient tensor // Exp. Fluids. — 2000. — Vol. 29. — P. 19—31.
22. *Kashinsky O. N., Timkin L. S.* Slip velocity measurements in an upward bubbly flow by combined LDA and electrodiffusional techniques // Exp. Fluids. — 1999. — Vol. 26. — P. 305—314.
23. *Kataoka K., Mizushina T.* Local enhancement of the rate of heat transfer in an impinging round jet by free stream turbulence // Proc. 6th International Heat Transfer Conference, Tokyo: Jap. Soc. Mech. Eng. — [S. l.], 1974. — P. 305—310.
24. *Kim H.-B., Lee S.-J.* Performance improvement of two-frame particle tracking velocimetry using a hybrid adaptive scheme // Meas. Sci. Technol. — 2002. — Vol. 13. — P. 573—582.
25. *Kobayashi T., Saga T., Segawa S.* Multipoint velocity measurement for unsteady flow field by digital image processing // Flow Visualization. — 1989. — Vol. 5. — P. 197—202.
26. *Lance M., Bataille J.* Turbulence in the liquid phase of a uniform bubble air-water flow // J. Fluid Mech. — 1991. — Vol. 222. — P. 95—118.
27. *Maas H. G., Gruen A., Papantoniou D.* Particle tracking velocimetry in threedimensional flows // Exp. Fluids. — 1993. — Vol. 5. — P. 133—146.
28. *Melling A.* Tracer particles and seeding for particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. — 1997. — Vol. 8. — P. 1406—1416.

29. *Mikheev A. V., Zubtsov V. M.* Enhanced particle-tracking velocimetry (EPTV) with a combined two-component pair-matching algorithm // Meas. Sci. Technol. — 2008. — Vol. 19. — P. 1—16.
30. *Milgram J. H.* Mean flow in round bubble plumes // J. Fluid Mech. — 1983. — Vol. 85. — P. 345—376.
31. *Nogueira J., Lecuona A., Rodrigues P. A.* Identification of a new source of peak locking, analysis and its removal in conventional and super-resolution techniques // Exp. Fluids. — 2001. — Vol. 30. — P. 309—316.
32. *Raffel M., Willert C., Kompenhans J., Werely S.* Particle image velocimetry: A Practical Guide. — Second Edition. — Berlin: Springer, 2007.
33. *Ranz W. E.* Electrolytic methods for measuring water velocities // AIChE J. — 1958. — Vol. 4. — P. 338—342.
34. *Roig V., Suzanne C., Masbernat I.* Experimental investigation of a turbulent bubbly mixing layer // Int. J. Multiphase Flow. — 1998. — Vol. 24. — P. 35—54.
35. *Scarano F., Riethmuller M. L.* Advances in iterative multigrid PIV image processing // Exp. Fluids. — 2000. — Vol. 29. — P. S51—S60.
36. *Scarano F.* Iterative image deformation methods in PIV // Meas. Sci. Technol. — 2002. — Vol. 13. — P. R1—R19.
37. *Scarano F.* Theory of non-isotropic spatial resolution in PIV // Exp. Fluids. — 2003. — Vol. 35. — P. 268—277.
38. *Schrijer F. F. J., Scarano F.* Particle slip compensation in steady compressible flows // Proc. 7th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Roma, Italy, September 11—14, 2007. — [S. l.], 2007.
39. *Serizava A., Kataoka I., Michigoshi I.* Turbulence structure of air-water bubbly flow. II: Local properties // Int. J. Multiphase Flow. — 1975. — Vol. 2. — P. 235—246.
40. *Soloff S. M., Adrian R. J., Liu Z.-C.* Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. — 1997. — Vol. 8. — P. 1441—1454.
41. *Stanislas M., Okamoto K., Kahler C. J.* et al. Main results of the third international PIV Challenge // Exp. Fluids. — 2008. — Vol. 45. — P. 27—71.
42. *Stitou A., Riethmuller M. L.* Extension of PIV to super resolution using PTV // Meas. Sci. Technol. — 2001. — Vol. 12. — P. 1398—1403.
43. *Sun T.-Y., Faeth G. M.* Structure of turbulent bubbly jets. Pt. I, II // Int. J. Multiphase Flow. — 1986. — Vol. 12. — P. 99—126.
44. *Takehara K., Adrian R., Etoh G., Christensen K.* A Kalman tracker for super-resolution PIV // Exp. Fluids. — 2000. — Vol. 29. — P. 34—41.
45. *Theunissen R., Stitou A., Riethmuller M. L.* A novel approach to improve the accuracy of PTV methods // Proc. 12th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 12—15 July, 2004. — [S. l.], 2004.

46. *Uemura T., Yamamoto F., Ohmi K.* A high speed algorithm of image analysis for real time measurement of two-dimensional velocity distribution // Flow Visualization / Eds. B. Khalighi, M. Braun, C. Freitas. — New York: ASME, 1989. — P. 129—134.
47. *Virant M., Dracos T.* 3D PTV and its application on Lagrangian motion // Meas. Sci. Technol. — 1997. — Vol. 8. — P. 1539—1552.
48. *Wang S. K., Lee S. J., Jones O. C., Lahey R. T.* 3-D turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly two-phase flows // Int. J. Multiphase Flow. — 1987. — Vol. 13. — P. 327—343.
49. *Wernet M. P.* New insights into particle image velocimetry data using fuzzy-logic-based correlation/particle tracking processing // Exp. Fluids. — 2000. — Vol. 30. — P. 434—447.
50. *Westerweel J., Scarano F.* Universal outlier detection for PIV data // Exp. Fluids. — 2005. — Vol. 39. — P. 1096—1100