УДК 535.8

А.П. Белоусов, П.Я. Белоусов, Л.А. Борыняк

Применение метода диффузного освещения в диагностике газожидкостных потоков

Рассмотрен метод диффузного освещения, позволяющий определять геометрические характеристики дисперсной фазы в газожидкостных потоках. Приведены примеры применения к реальным физическим системам.

Ключевые слова: оптическая диагностика, размер дисперсной фазы, пространственное распределение дисперсной фазы, газожидкостные потоки.

Физические процессы в двухфазных потоках в значительной степени зависят от концентрации и дисперсности примесной фракции [1–4]. Небольшие изменения стандартной схемы метода полевой диагностики вектора скорости PIV [5] позволяют получить информацию о геометрических параметрах, пространственном распределении и локальной концентрации фаз. Дисперсность светорассеивающих примесей произвольной формы будет определяться их видимым размером при освещении импульсным источником света.

Описание метода измерений

Для определения размера шаровидной дисперсной фазы предлагается использовать ее в качестве отражающего либо преломляющего оптического элемента. В данном случае светящийся объект – рассеивающая дисперсная фаза, расположенная на расстоянии, много большем, чем фокусное расстояние отражающей шаровой поверхности. Это всегда реализуется при малой объемной концентрации примесной фазы.

Рис. 1. Схема отражения света от пузыря круглой формы



Схема отражения света от пузыря круглой формы приведена на рис. 1. Для простоты изображено сечение сферического пузыря по большой окружности сферической поверхности. Плоскость сечения выбрана так, что лазерный пучок лежит в этой плоскости. Кроме того, плоскость сечения перпендикулярна плоскости лазерного ножа. На рисунке приведен входной зрачок объектива, который расположен на расстоянии, много большем диаметра пузыря. Входной зрачок объектива является выходным зрачком отражающей сферической поверхности. Выходной люк отражающей сферической поверхности совпадает с большой окружностью пузыря, видимой из центра входного зрачка. Край выходного люка (точка А) освещается пучком лучей, падающих на отражающую сферическую поверхность в точке A под углом i. Если $i = i_0$, то отраженный в точке A луч попадает на край входного зрачка объектива. Таким образом, край выходного люка освещается пучком лучей, которые видятся из точки A под углом $i_0 < i < \pi/2$. Рассеивающие свет пузыри, которые видятся из точки *В* под углом $\phi < \phi_0$, освещают внутреннюю часть входного люка. Угол ϕ_0 , под которым видны рассеивающие пузыри, является предельным для точки В ввиду ограниченности объема, занятого лазерным световым ножом, и габаритов светорассеивающего двухфазного потока. Согласно рисунку луч из точки *B* падает на край входного зрачка объектива. Если $\phi > \phi_0$, то отраженные лучи выходят за пределы входного зрачка объектива. Дуга ВС на приведенном сечении сферы освещается светом, отраженным пузырями назад. Интенсивность этого отраженного потока значительно (в десятки раз) меньше, чем интенсивность света, рассеянного вперед и освещающего дугу АВ. Поэтому выходной люк изображается в виде серпа, обращенного выпуклой стороной к источнику света.

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



Рис. 2. Измерение радиуса изображения капли (пузырька)

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

Методика измерения размера больших капель была проверена на стеклянном шаре, который строил изображение большого по размеру черно-белого экрана. Изображение светлого полупространства, ограниченное люком, совпадающим с большим кругом, вводилось в компьютер и анализировалось. Опре-

делялся радиус полученного изображения. Для этого осуществлялось сечение изображения хордой. Определялись координаты точек пересечения хорды с кривой границей изображения и координата точки кривой границы, максимально удаленной от хорды. На основании этих измерений вычислялся радиус изображения по формуле

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

где L – длина хорды, а h – максимальное расстояние от хорды до границы изображения (рис. 2). Среднее значение измеренного радиуса (размер выборки – 42) составляет $\overline{r} = 8,993$ мм. Стандартное отклонение $\sigma = 0,33$ мм. Радиус шара, измеренный микрометром, $r_0 = 9,005$ мм. Абсолютная погрешность радиуса составляет величину ≈ 12 мкм, а относительная погрешность – $1,33\cdot10^{-3}$.

На рис. 3 представлено изображение полупространства, ограниченного выходным люком стеклянного шара, и калибровочной шкалы.



Рис. 3. Изображение калибровочной шкалы и полупространства, ограниченного выходным люком стеклянного шара

На рис. 4 приведено изображение сечения двухфазного светорассеивающего потока. Изображения в виде серпов создаются пузырьками различного диаметра.



Рис. 4. Изображение сечения двухфазного светорассеивающего потока

Полученные данные показывают, что метод позволяет с высокой точностью ($\Delta r_0/r_0 \leq 1\%$) определять размеры крупных капель и пузырей. Возможность точного измерения геометрических параметров мелких капель и пузырей зависит от разрешающей способности систем регистрации изображения. Качество оптической системы, передающей изображение, должно быть адекватно размерам пузырей и капель [6].

Диагностика пузырьковых течений

Пространственное распределение газовой фазы в двухфазных газожидкостных потоках – важная характеристика, во многом определяющая гидродинамическую структуру течения. Это обусловлено тем, что наличие пузырьков газа приводит к изменению таких свойств среды, как плотность и вязкость. Очевидно, что в данном случае определяющими параметрами являются объем и распределение дисперсной фазы в изучаемой области потока.

На основе экспериментальных данных о распределении локального газосодержания и скоростей фаз в газожидкостном потоке построены различные теоретические модели, в которых неравномерность распределения дисперсной фазы в потоке определяется неоднородностью градиента давления и дрейфом пузырьков газа к точке минимума давления. Для объяснения миграции газовой фазы вводится сила, действующая на пузырек, всплывающий в потоке жидкости, имеющей градиент скорости. В модели используется модифицированное решение задачи о движении вращающейся сферы. Предполагается, что угловая скорость пузырька пропорциональна градиенту скорости жидкости. Предложено описание структуры зоны турбулентного тече-





ния в виде вихрей, движущихся в потоке. Взаимодействие таких вихрей и пузырьков газа приводит к увеличению концентрации газовой фазы в местах локализации вихревых структур [3, 7].

Рассмотрим экспериментально пространственное распределение газовой фазы в осесимметричной затопленной импактной струе методами диффузного освещения и PIV/LIF[5, 6].

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 5. Газожидкостная смесь циркулировала в замкнутом гидродинамическом контуре, который состоял из бака с жидкостью, насоса, резервуара, системы соединительных труб и датчиков для контроля параметров эксперимента. В прямоугольный бак с размерами $200 \times 200 \times 300$ мм, изготовленный из органического стекла, через дно вертикально вводится сопло (d = 15 мм) так чтобы, газожидкостный поток натекал на импактную поверхность под углом 90°. Для создания периодического возмущения потока используется стандартный электродинамический вибратор ESE-201, соединенный с успокоительной камерой через сильфон.

Схема измерительной системы приведена на рис. 6. Излучение импульсного лазера Nd:YAG (вторая гармоника) преобразовывалось анаморфотной оптической системой в лазерный нож, который выделял в потоке исследуемое сечение. Лазер давал две последовательные вспышки. Вторичное излучение трассеров и пузырьков проходило через световые фильтры. Поскольку в качестве трассеров использовались флуоресцентные частицы, излучение, рассеянное ими, имело меньшую частоту по сравнению с частотой излучения лазера. Таким образом, одна из камер фиксировала изображения трассеров, другая – изображения пузырьков. Полученные фотографии анализировались с помощью системы обработки.

Рис. 6. Схема измерительной системы: 1 – лазерный пучок; 2 – анаморфотный преобразователь; 3 – лазерный нож; 4 – сопло; 5 – светофильтр с максимумом пропускания в зеленой области спектра; 6 – светофильтр с максимумом пропускания в красной области спектра; 7, 8 – ССД-камеры; 9 – фотография пузырьков; 10 – фотография трассеров; 11 – система обработки фотографий



Для получения поля скорости проводилась корреляционная обработка изображений трассеров [5]. Изображения пузырьков использовались для построения пространственного распределения газовой фазы.

На фотографии пузырек, попадающий в лазерный нож, имеет серповидную форму. Согласно [6] радиус внешней границы изображения светящегося объема равен радиусу пузырька, следовательно, реальная форма пузырька и его положение в пространстве легко восстанавливаются.

Локальная концентрация газовой фазы в плоскости изображения определяется отношением площадей

$$\varphi_S = \frac{S_b}{S_A},\tag{1}$$

где S_A – площадь исследуемой области; S_b – площадь находящихся в ней пузырьков.

Объемная концентрация определяется с помощью нормировочных коэффициентов, которые вычисляются следующим образом. Обозначим ширину лазерного ножа h. Предположим, что пузырьки представляют собой сферы радиусом R_j и их изображения не перекрываются. Тогда отношение концентраций φ_V и φ_S можно записать в виде

$$\frac{\Phi_V}{\Phi_S} = \frac{4\pi}{3} S_A \sum_{j=1}^n R_j^3 / \left(\pi S_A h \sum_{j=1}^n R_j^2 \right) = \frac{4 \sum_{j=1}^{N-1} R_j^3}{3h \sum_{j=1}^n R_j^2},$$
(2)

n

где *n* – число пузырьков, принадлежащих исследуемой области. Из данного соотношения следует, что нормировочный коэффициент определяется шириной лазерного ножа и дисперсным составом газовой фазы.



Измерения проводились при упорядоченной генерации вихревых образований путем внешнего периодического воздействия, позволяющего создавать в потоке когерентные структуры. Частота воздействия определялась оптимальным для данной системы значением числа Струхаля Sh = 0,5.



Рассмотренные выше методики использовались при изучении пространственного распределения газовой фазы в газонасыщенной импактной струе. Измерения проводились при числе Рейнольдса Re = 25000, которое определялось по формуле Re= U_0d/v (v – кинематическая вязкость жидкости; $U_0 = 1,4$ м/с – среднерасходная скорость потока; d – диаметр выходного отверстия сопла). В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Расстояние между срезом сопла и импактной поверхностью H = 30 мм (H/d = 2). Параметры PIV-системы следующие: время между последовательными вспышками лазера 20 мс, физический размер области измерения 53×30 мм, разрешение 0,67 мм между соседними векторами скорости, размер расчетной области 32×32 пикселя (1,34×1,34 мм), ширина лазерного ножа 1 мм. Согласно [5] погрешность измерения скорости не превышала 5%. Газ инжектировался перед сопловым блоком. Объемная доля газа на срезе сопла 1,8%. Средний диаметр пузырьков приближенно равен 100 мкм. Характерное распределение пузырьков (приблизительно 150000) по размерам представлено на рис. 7 (ω – относительная частота).

На рис. 8 приведено среднее по 3000 реализациям пространственное распределение газовой фазы. Вследствие симметрии струи рассматривается только ее правая часть. Положение центра струи соответствует координате x = 4,77 мм. Верхняя граница рис. 8 совпадает с импактной поверхностью. Видно, что распределение газовой фазы по сечению струи неравномерно. Максимальные значения наблюдаются в слое смешения и вблизи импактной поверхности. Согласно [3] распределение газовой фазы существенно зависит от динамики вихревых образований. Определим величину завихренности векторного поля скорости как V(x,y). В декартовой системе координат

$$\operatorname{rot} \mathbf{V} = \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y}\right) \mathbf{k}$$
(3)

 $(V_x, V_y -$ проекции вектора скорости на $\frac{y, \text{мм}}{40}$ оси *x* и *y* соответственно).

На рис. 9 приведено поле завихренности, рассчитанное по формуле (3) с помощью метода конечных разностей. Для анализа использовалось среднее по 3000 реализациям поле скорости. Видно, что максимум объемной концентрации газа соответствует максимальному значению завихренности.

Рассмотрим еще одну характеристику, подтверждающую важную роль вихревых структур в гидродинамике многофазных смесей. Построим суммарное по 3000 мгновенным полям скорости распределение центров вихревых образований в пространстве. Для этого проанализируем мгновенные поля скоростей $V(x_i, y_i)$ (x_i, y_i – дискретные координаты точек пространства, задаваемые системой PIV). Значение завихренности для точек (x_i, y_i) вычисляется по формуле (3). Для определения границ области, занятой вихревым образованием, выбирается некоторое пороговое значение завихренности (выше уровня шума) $I_{tr} =$ $= 0,2I_{\rm max}$, позволяющее четко идентифицировать вихри. Форма вихревых торо-



центров вихревых образований

идальных структур в плоскости лазерного ножа близка к круговой ($d_V \approx 4$ мм). Положение центров определяется по формулам

$$X = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} X_i, \qquad Y = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} Y_i,$$

где X, Y – координаты центра; N – число точек вихревого образования; X_i, Y_i – текущие координаты точки. Из рис. 10 видно, что центры вихрей находятся в областях повышенной концентрации дисперсной фазы.

Таким образом, анализ пространственных распределений газовой фазы, поля завихренности средней скорости и распределения центров вихрей (см. рис. 8–10) позволяет сделать вывод, что определяющее воздействие на распределение газовой фазы в импактной струе оказывает динамика вихревых структур. Полученный результат подтверждает обоснованность применения современных моделей [3,7] для расчета двухфазных потоков.

Диагностика газокапельных потоков

Распыливание – тонкое измельчение жидкостей, приводящее к образованию дисперсного газокапельного потока – широко применяется в современной технике. Важность параметров процесса приводит к необходимости детального изучения динамики газокапельных течений.

При экспериментальном исследовании процесса распыливания жидкости основными определяемыми величинами являются: коэффициент расхода форсунки, распределение диспергированной жидкости по сечению струи, угол конусности струи, распределение капель по размеру, их средний диаметр и скорость. Существует ряд способов определения числа и размеров капель в газокапельном потоке. Наиболее распространены контактные методы улавливания капель и отпечатков (следов, оставляемых каплей на специально подготовленной поверхности). Часто проводится анализ отвердевших в полете капель (используется вещество с низкой температурой плавления). В настоящее время широко применяются бесконтактные полевые и точечные оптические методы, использующие отражение, преломление, рассеяние, дифракцию и интерференцию (отраженного от внешней и внутренней поверхности капли излучения) взаимодействующего с каплями излучения. Каждый из приведенных методов обладает рядом недостатков. Контактные методы искажают поток, инерционны (между отбором и обработкой проходит некоторое время) и нелокальны (большая область выборки). Оптические методы ограничены небольшой концентрацией дисперсной фазы, требуют использования сложного диагностического оборудования и неоднозначных алгоритмов обработки. На этом фоне перспективным выглядит метод [6], позволяющий сравнительно просто с высокой точностью определять размер и пространственное положение дисперсной фракции в газокапельных и пузырьковых течениях.



Рис. 11. Схема экспериментальной установки

Рассмотрим экспериментально влияние процессов испарения, конденсации, слияния и дробления капель на дисперсный состав потока, формируемого пневматическими форсунками. Пространственное положение и размер дисперсной фазы будут определяться на основе [6], а поле средних скоростей – методом трассерной визуализации PIV [5].

На рис. 11 представлена схема эксперимента. Излучение Nd:YAG-лазера (532 нм, вторая гармоника) анаморфотной оптической системой преобразовывалось в световой нож толщиной 1 мм, который с помощью поворотного зеркала направлялся в исследуемую область потока (срез сопла). Регистрация изображения осуществлялась ССD камерой с разрешением 2048×2048 пикселей (18,6×18,6 мм²). При измерении

поля скорости физический размер области составлял величину (11,34×11,34 см². Газокапельный поток формировался пневматической форсункой внутреннего смешения Paasche. Давление воздуха на входе – 1 атм, диспергируемая жидкость – дистиллированная вода (t = 25 °C), средняя скорость капель жидкости на выходе из сопла – 50 м/с.



состав газокапельного потока

За счет высокой численной концентрации мелкодисперсной фракции (рассеивающей лазерное излучение изотропно) внешние границы капель в изучаемом потоке визуализируются полностью [6]. Параметры дисперсной фракции могут быть определены следующим образом: после предварительной обработки (бинаризация изображения, заполнение области внутри границы) определяется положение центра капли и число пикселей, входящих в ее состав. Приведение информации к реальным физическим масштабам осуществляется введением нормировочного коэффициента. По известной площади рассчитывается диаметр капель. Локальное содержание жидкой фазы вычисляется согласно (1), (2) с заменой индекса b (bubbles) на индекс d (droplets) [3, 4, 6].

На рис. 12 показан дисперсный состав потока. Размер выборки ≈500 тыс. капель. Средний размер – 24 мкм, что совпадает с данными, полученными независимо интерферометрическим методом [4]. На рис. 13, *а*, *б* представлено пространственное распределение капель жидкости для различных фракций. Использовались следующие интервалы: 0–20 мкм, и

свыше 80 мкм. $S_A = 32 \times 32$ пикселя. Строилось поле средней концентрации размером 128×128 пикселей при выборке – 2000 изображений.

Из рисунка видно, что основной вклад в объемную концентрацию вносят крупные капли диаметром больше 80 мкм. Мелкие капли (диаметр меньше 20 мкм) быстро испаряются (концентрация на расстоянии 20 мм от среза сопла существенно снижена). Качественно пространственное распределение дисперсной фазы совпадает с характерными распределениями для пневматических форсунок [4].



Рис. 13. Пространственное распределение капель жидкости разных фракций: *а* – диаметр капли меньше 20 мкм; *б* – диаметр капли больше 80 мкм

На рис. 14 показано поле средних скоростей, полученных методом PIV. Время между последовательными кадрами 20 мкс, размер расчетной области 64×64 пикселя, перекрытие 50%, размер выборки ≈ 200 полей скорости.

Из рисунка видно, что газокапельная струя симметрична относительно оси у. Область с максимальными абсолютными значениями скорости локализована в пределах $10 \text{ мм} < x < 55 \text{ мм}, -4 \text{ мм} < y \ll 4 \text{ мм}.$

На рис. 15 представлена зависимость продольной компоненты скорости от расстояния до форсунки. Скорость достигает максимума на расстоянии 33 мм от среза сопла и далее плавно уменьшается, что качественно согласуется с опытными данными других авторов [4].

На основании пространственного распределения капель с диаметром меньшим 20 мкм (см. рис. 13, *a*) и профиля скорости (рис. 15) можно заключить, что время жизни малых капель τ составляет величину $\tau < (0,02 \text{ м})/(40 \text{ м/c}) = 5 \cdot 10^{-4} \text{ c. B то же время для неподвижных капель того же диаметра, время жизни <math>\tau \approx 10^{-1} \text{ c}$ [4].

Таким образом, согласно вышесказанному можно сделать вывод о том, что метод диффузного освещения [6] является эффективным при







Рис. 15. Зависимость продольной компоненты скорости на оси струи от расстояния до форсунки

диагностике газокапельных потоков, позволяя получать данные о распределении по размерам и пространственном положении мелкодисперсной фазы ($d \le 20$ мкм) в высокоскоростном (> 50 м/с) потоке, что чрезвычайно важно при использовании и разработке распыливающих устройств. В сочетании с методом PIV (тот же набор технических средств) может быть получена полная информация о характеристиках газокапельного потока.

Исследование динамики дисперсной фазы в факеле пневматической форсунки показало важную роль процессов испарения, в частности, существенное уменьшение времени жизни ($\tau < 5 \cdot 10^{-4}$ с) мелких капель в высокоскоростном потоке.

Диагностика пленочных течений

Пленочное течение жидкости по поверхностям сложной геометрической формы встречается в большом количестве технологических процессов (топочные камеры, насадочные адсорберы, испарители, конденсаторы и т.д.). Можно выделить следующие канонические формы поверхностей – конус, цилиндр, сфера. В каждом случае характер течения имеет свои отличительные черты и расчет таких течений сопряжен со значительными трудностями. Основные результаты относятся к стационарным течениям при малых числах Рейнольдса.

Мгновенная локальная толщина пленки жидкости является наиболее важной величиной, подлежащей измерению. Для этого используют следующие методы: касание поверхности пленки острием иглы; измерение интенсивности радиоактивного излучения, зависящей от количества растворенного радиоактивного вещества в данном месте и, следовательно, от толщины пленки; измерение интенсивности γ-излучения, прошедшего через слой жидкости толщиной *h*; измерение интенсивности света, прошедшего через слой подкрашенной жидкости; измерение электрической емкости между рабочим участком и зондом, помещенным над пленкой; измерение электрической проводимости между двумя электродами, заделанными заподлицо в стенку; регистрация тени пленки, текущей по наружной поверхности объекта; измерение интенсивности свечения от флуоресцирующего вещества, растворенного в жидкости; фотографирование столбика жидкости, возникающего при прохождении лазерного излучения через пленку жидкости; фотографирование интерференционных полос при освещении пленки широким пучком монохроматического света. Несмотря на важность этих измерений, пока нет методов, полностью удовлетворяющих предъявляемым к ним требованиям.

Метод касания не позволяет проводить непрерывные измерения толщины пленки; метод радиоактивных добавок, ввиду нелинейной зависимости интенсивности излучения от толщины пленки, требует сложной тарировки.

Метод γ -просвечивания чувствителен к толщине подложки, по которой течет пленка, а также его локальность ограничена размерами радиоактивного источника, так как надежные данные получаются лишь при достаточно длительной регистрации. Недостатки метода поглощения светового потока: нелинейная связь между толщиной пленки и поглощением света, трудности учета эффектов преломления, отражения и рассеяния в пленке. Локальность емкостных датчиков ограничена емкостью подводящих проводов и других элементов, а их показания зависят от влажности воздуха, а также от пленки конденсата на его поверхности в воздухе. Датчики проводимости хорошо передают форму волны при $\lambda \ge b$ (при работе в линейном диапазоне), где λ – длина волны, b – расстояние между электродами. При использовании нескольких датчиков возникает проблема взаимного влияния, обусловленная образованием единой электрической цепи.

Флуоресцентно-спектроскопический метод ввиду громоздкости аппаратуры неприемлем для каналов сложной геометрии. Верхний предел измерения толщины пленки интерферометрическим методом мал и составляет около 25 мкм. Наиболее перспективным методом исследования двумерных течений является теневой метод, обладающий высокой локальностью 0,01 мм и точностью от 0,5 до 5% [8].

Все перечисленные методы позволяют измерять локальную толщину пленки. Для определения распределения толщины пленки по обтекаемой поверхности необходимо проводить измерения во многих точках и затем строить распределение средних значений толщины в зависимости от координаты обтекаемой поверхности. Мгновенное распределение толщины во многих точках требует одновременных локальных измерений, что значительно усложняет эксперимент.

В [6] предложен оптический метод измерения диаметра капель и пузырей в двухфазных потоках, работающий при различных размерах объектов как в отраженных, так и в преломленных световых пучках. Там же отмечается, что капли не обязательно должны быть сферическими, и возможно получить изображения больших сечений несферических объектов. Обтекаемая жидкостью сферическая поверхность принципиально не отличается от капли в двухфазном потоке. Таким образом, если метод позволяет регистрировать и измерять с высокой точностью геометрические параметры капель жидкости любого размера, то он пригоден и для определения границ большого сечения обтекаемых с внешней стороны объектов. В отраженных световых пучках возможна диагностика непрозрачных обтекаемых объектов. Обтекаемые прозрачные объекты (шары, цилиндры, конусы и т.д.) могут быть оконтурены и исследованы в проходящих (преломленных) световых пучках. Все объекты, обтекаемые снаружи, большим сечением своей свободной границы раздела жидкость-воздух определяют как круглую, так и некруглую границу выходного люка оптической системы. Эта граница может быть оконтурена и ее геометрические параметры точно определены. Такой метод мгновенного определения внешней границы большого сечения сухого и обтекаемого шара позволил получить поле толщин пленок воды, движущихся по поверхности шара [8].

Ограниченность существующих методов измерения гидродинамических параметров пленочных течений явилась причиной малого количества экспериментальных работ, посвященных изучению течения пленок жидкости по геометрически сложным поверхностям. Это затрудняет проверку теоретических моделей и, следовательно, разработку систем тепломассообмена.

Рассмотрим экспериментально течение пленки жидкости в поле силы тяжести по сферической поверхности радиусом 9 мм при умеренных числах Рейнольдса (Re ≈ 21–123) [8].

Для изучения обтекания сферы был создан экспериментальный стенд, изображенный на рис. 16. Жидкость (дистиллированная вода при комнатной температуре t = 25 °C) из бака постоянного уровня 1 проходила через ротаметр 2, вентиль 3, инжектор 4 и в виде тонкой пленки растекалась по сфере 5. Изображение сферы фиксировалось ССD-матрицей 6 размером 3200×2400 пикселей. Внутренний диаметр инжектора составлял 2 мм. Расстояние от инжектора до вершины обтекаемой поверхности также равнялось 2 мм.

Толщина пленки определялась посредством обработки изображения. В первую очередь проводилась съемка сферы без пленки (рис. 17 кадр A_1). Затем без сдвига камеры регистрировалась сфера с пленкой жидкости B_1 при различных расходах. Полученные изображения контрастировались и находилось положение границ (рис. 17, A_2 , B_2 , A_3 , B_3). Далее изображения A_3 и B_3 складывались. Результат измерений приведен



Рис. 16. Схема экспериментальной установки



Рис. 17. Измерение толщины пленки

на рис. 18. Расстояние между границами изображений A_3 и B_3 (см. рис. 17) вдоль нормали к поверхности сферы – толщина пленки. Погрешность метода зависела от параметров оптической системы и в условиях эксперимента не превышала 10%.



Для описания течения пленки жидкости по сферической поверхности удобно использовать сферическую систему координат (рис. 16): \vec{g} – ускорение свободного падения; r – радиальная координата; R – радиус сферы; θ – полярный угол; ϕ – азимутальный угол. В предположении, что толщина

пленки $h(\phi)|_{\theta=\text{const}} = \text{const}$, задача сводится к двумерной, и достаточно определить зависимость $h(\theta)$ для одного значения координаты ϕ .

Измерения толщины пленки *h* проводились в диапазоне углов $10^{\circ} < \theta < 168^{\circ}$ и – $10^{\circ} > \theta > -168^{\circ}$ через интервал $\Delta \theta = 2^{\circ}$. На рис. 18, *a*, *б* представлены результаты для минимального Q = 1,18 мл/с (Re = $Q/2\pi Rv \approx 21$) и максимального Q = 6,95 мл/с (Re ≈ 123) расходов жидкости. При $\varphi = 0$ значение $\theta > 0^{\circ}$ соответствует правому, а $\theta < 0^{\circ}$ – левому полушариям.

Часто используется приближенная формула, позволяющая по известному расходу жидкости Q и радиусу сферы R вычислить толщину пленки, растекающейся по одиночной сфере [8]. В приближении Нуссельта

$$h(\theta) = \left(\frac{3Qv}{2\pi Rg\sin^2\theta}\right)^{1/3},\tag{4}$$

где v – коэффициент кинематической вязкости. На рис. 19, *а* приведено сравнение теоретической зависимости (4) с экспериментальными данными. Из рисунка видно, что при расходе 1,18 мл/с (Re = 21) согласие теории и эксперимента хорошее, однако повышение расхода приводит к существенным расхождениям (рис. 19, δ). Существуют поправки к нулевому приближению, но в экваториальной области их величина ~ 10% [8]. В нашем же случае, как следует из рис. 19, толщина пленки на экваторе с ростом расхода заметно не увеличивается. Причина такого поведения толщины при увеличении расхода жидкости, на наш взгляд, кроется в том, что при определенных расходах (Q > 1 мл/с) ролью конвективных слагаемых в уравнении Навье–Стокса нельзя пренебрегать. Это связано с тем, что конвективные слагаемые изменяются с ростом u_{θ} и u_r как u_{θ}^2 либо как $u_{\theta}u_r$. В то же время слагаемые, порожденные дифференциальным оператором Лапласа, растут линейно с ростом скорости $\Delta(au_i) = a\Delta u_i$. При расходе Q >> 1 мл/с, слагаемыми, порождаемыми вязкостью ~v Δu_i можно пренебречь по сравнению с конвективными слагаемыми. Тогда уравнения Навье–Стокса перехода перехода техода в виде

$$\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gr\cos\theta = \text{const}.$$



Рис. 19. Сравнение экспериментальных и теоретических значений толщины пленки для расходов 1,18 мл/с (Re = 21) и 6,95 мл/с (Re = 123)

Пренебрегая зависимостью давления внутри пленки жидкости от толщины слоя и решая уравнение, получим

$$u(r,\theta) = \sqrt{u_0^2 + 2(gR - gr\cos\theta)}$$

При этом расход Q для произвольного в определяется выражением

$$Q = 2\pi Rh\sin\theta \left[u_0^2 + 2gR(1 - \cos\theta) \right]^{1/2}$$

При постоянной скорости истечения из инжектора u_0 , $Q = \pi d_{in} b_{in} u_0$, где d_{in} – диаметр инжектора, а b_{in} – расстояние от инжектора до вершины сферической поверхности. Тогда

$$h(\theta) = \frac{Q}{2\pi R \sin \theta \left[u_0^2 + 2gR(1 - \cos \theta) \right]^{1/2}} \approx \frac{d_{in}b_{in}}{2R \sin \theta} \left[1 - \frac{gR(1 - \cos \theta)}{u_0^2} \right].$$
(5)

Видно, что при достаточно большом расходе зависимость толщины пленки от скорости жидкости, вытекающей из инжектора, может стать пренебрежимо малой. Действительно, при $u_0 \ge 1$ м/с и R = 9 мм, $gR/u_0^2 \le 0,09$ и $gR(1-\cos\theta)/u_0^2$ вносит малую поправку в $h(\theta)$ (см. рис. 19, δ). Это, на наш взгляд, подтвердили результаты проведенных экспериментов.

Таким образом, метод измерения геометрических характеристик оптически прозрачных объектов, представленный в работе [6], может быть успешно применен для изучения пленочных течений. Проведены измерения толщины пленки в зависимости от расхода жидкости и угловой координаты. Течение пленки жидкости по поверхности при высоких числах Рейнольдса определяется уравнением Бернулли. Это приводит к тому, что рост расхода жидкости не вызывает существенного изменения толщины пленки.

Заключение

Метод диффузного освещения [6] является высокоэффективным в диагностике ряда газожидкостных течений (пузырьковые, капельные, пленочные). Он позволяет измерять важные параметры потоков: размер, пространственную локализацию, толщину пленки и т.д. Применение к различным типам течений подтверждает высокую точность и востребованность данного подхода в гидрофизическом эксперименте.

Литература

1. Белоусов А.П. Влияние дисперсной фазы на турбулентную структуру осесимметричной затопленной импактной струи // Теплофизика и аэромеханика. – 2008. – Т. 15, № 3. – С. 435–440.

2. Белоусов А.П. Влияние дисперсной фазы на энергетические свойства крупномасштабных вихревых структур // Прикладная механика и техническая физика. – 2011. – Т. 52, №5. – С. 80–84.

3. Белоусов А.П. Пространственное распределение газовой фазы в осесимметричной затопленной импактной струе // Прикладная механика и техническая физика. – 2009. – Т. 50, № 4. – С. 33–38.

4. Белоусов А.П. Оптическая диагностика газокапельных потоков / А.П. Белоусов, П.Я. Белоусов, // Автометрия. – 2011. – Т. 47, № 1. – С. 110–114.

5. Raffel M. Particle image velocimetry. A practical guide / M. Raffel, C. Willert, Y. Kompenhans. – Berlin: Springer-Verlag, 1998.

6. Белоусов А.П. Метод измерения дисперсного состава и локального газосодержания газожидкостных потоков / А.П. Белоусов, П.Я. Белоусов // Автометрия. – 2008. – Т. 44, №2. – С. 50–55.

7. Белоусов. А.П. Динамика дисперсной фазы в затопленной осесимметричной импактной струе // Оптические методы исследования потоков: XI Междунар. науч.-технич. конф. [Электронный ресурс]: Тр. конф. – Электрон. дан. – М.: МЭИ (ТУ), 2011. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM). – Доклад № 40. – 8 с. – № гос. регистрации 0321101669.

8. Белоусов А.П. Измерение толщины пленки жидкости, движущейся по сферической поверхности / А.П. Белоусов, П.Я. Белоусов // Автометрия. – 2010. – Т. 46, № 6. – С. 116–121.

Белоусов Андрей Петрович

Канд. физ.-мат. наук, доцент каф. общей физики Новосибирского государственного университета (НГТУ) Тел.: 8 (383-3) 46-08-68 Эл. почта: abelousov@ngs.ru

Белоусов Петр Яковлевич

Канд. техн. наук, доцент каф. оптических информационных технологий НГТУ Тел.: 8 (383-3) 46-23-12 Эл. почта: pyabelousov@ngs.ru Борыняк Леонид Александрович Д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. каф. общей физики НГТУ Тел.: 8 (383-3) 46-06-77 Эл. почта: bor@ref.nstu.ru

Belousov A.P., Belousov P.Ya., Borynyak L.A. Application of the diffuse illumination method to gas-liquid flow diagnostics

The disperse phase sizing method of diffuse illumination is considered. The examples of using are demonstrated. **Keywords:** optical diagnostics, dispersed phase sizing, disperse phase spatial distribution, gas-liquid flows.