

03

Методика исследования взаимодействия струи газа с поверхностью жидкости

© М.М. Мордасов, А.П. Савенков, К.Е. Чечетов

Тамбовский государственный технический университет,
392000 Тамбов, Россия
e-mail: savencow@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 21 сентября 2015 г.)

Проведен теоретический анализ процессов взаимодействия струи газа с поверхностью жидкости в установившемся стабильном режиме. Рассмотрен случай перпендикулярного струйного воздействия. Установлено, что для математического описания происходящих процессов необходимо использовать уравнение баланса сил на поверхности раздела фаз, но не уравнение баланса давлений в нижней точке углубления, которое использовано в большинстве известных работ. Приведены рекомендации по проведению экспериментальных исследований взаимодействия струи газа с жидкостью. Представлены результаты экспериментов, подтверждающие справедливость теоретического анализа и позволяющие установить значения эмпирического коэффициента формы. Эксперименты проведены с атмосферным воздухом и эпоксидной смолой. Размеры углубления, формируемого струей на поверхности жидкости, составили: радиус R_0 — от 1 до 8 mm, высота h — от 0.2 до 12.5 mm.

Введение

Эффекты взаимодействия струи газа с поверхностью жидкости имеют большое значение для промышленности в связи с их использованием в кислородно-конвекторном процессе производства стали [1–4]. Исследования процессов, возникающих при воздействии газовой струи на жидкость, необходимы и для других сфер деятельности: авиационно-космической [4–6], химико-технологической [7], лабораторно-исследовательской [8,9] и контрольно-измерительной [10–12].

Все методы теоретических исследований двухфазной системы „струя газа–жидкость“ можно разделить на две группы:

— численное моделирование процессов взаимодействия различными методами с использованием системы дифференциальных уравнений движения и неразрывности [3,4,8,13,14];

— упрощенное интегральное модельное представление процессов, происходящих в двухфазной системе, исходя из физики взаимодействия газа и жидкости [1,5–7,15–21].

Для реализации первого подхода целесообразно использовать существующие коммерческие пакеты программ (например, FLOW-3D, Fluent, FlowVision). Численное моделирование позволяет исследовать взаимодействие газа и жидкости без проведения экспериментов. Использование численного моделирования динамики жидкости и газа привлекает возможностью получения модуля и направления векторов скоростей потоков во всех точках модели рассматриваемой двухфазной системы.

Несмотря на значительное развитие методов численного моделирования динамики жидкости и газа, повышение их точности и расширение возможностей, использование упрощенных интегральных уравнений для

анализа системы „струя газа–жидкость“ остается актуальным по ряду причин. Часто решения дифференциальных уравнений оказывается недостаточным для обобщения информации, полученной об исследуемой системе, так как результат численного моделирования, по сути, является аналогом эксперимента с большим числом контролируемых параметров. Авторы многих работ для интерпретации результатов численного моделирования используют известные упрощенные уравнения [3,4,13,14]. Выбор между вычислительным и реальным экспериментом неоднозначен. Специализированное программное обеспечение для моделирования динамики жидкости и газа требует высокого уровня квалификации в этой области, в противном случае велика вероятность получить ошибочные решения. Реальный физический эксперимент может организовать специалист с общей технической подготовкой, и его результаты могут быть объективно проверены. Методы экспериментальных исследований непрерывно совершенствуются и, например, для получения векторных полей скоростей потоков жидкости или газа вместо численного моделирования может быть использован метод анемометрии по изображениям частиц — метод PIV (Particle Image Velocimetry) [2,3,13,22].

Исследованию взаимодействия струи газа с поверхностью жидкости посвящено много теоретических и экспериментальных работ. Тем не менее до настоящего времени не исследована возможность использования уравнения баланса сил на поверхности раздела газовой и жидкой фаз в качестве основы для математического описания процесса ее деформации. В большинстве случаев современные исследователи [2,4,13,14,20] используют выражения, полученные в работах [5,15] на основании уравнения баланса давлений. В научной литературе отмечалось, что эти выражения перестают быть адекватными при изменении условий эксперимента [1,3,4,18].

В настоящей работе представлены результаты исследований применения уравнений баланса сил и давлений на поверхности раздела газовой и жидкой фаз и изложены новые подходы к проведению экспериментальных и теоретических исследований двухфазной системы „струя газа–жидкость“.

Теоретический анализ

В зависимости от скорости газа в струе выделяют три режима ее взаимодействия с поверхностью жидкости [17]:

- стабильный, при котором формируется углубление устойчивой формы,
- колебательный, сопровождаемый сравнительно стабильными периодическими колебаниями формы углубления,
- хаотический, характеризующийся нестабильными колебаниями поверхности жидкости, проникновением в нее пузырьков газа и уносом брызг.

При физическом моделировании кислородно-конвекторного процесса используется хаотический режим взаимодействия. В настоящей работе для получения более точных результатов проведены исследования системы „струя газа–жидкость“ в стабильном и переходном режимах, когда колебания формы углубления еще допускают однозначное измерение его размеров. Рассматривается струйное воздействие, перпендикулярное поверхности жидкости, позволяющее получить наибольший диапазон изменения параметров системы „струя газа–жидкость“ в стабильном режиме.

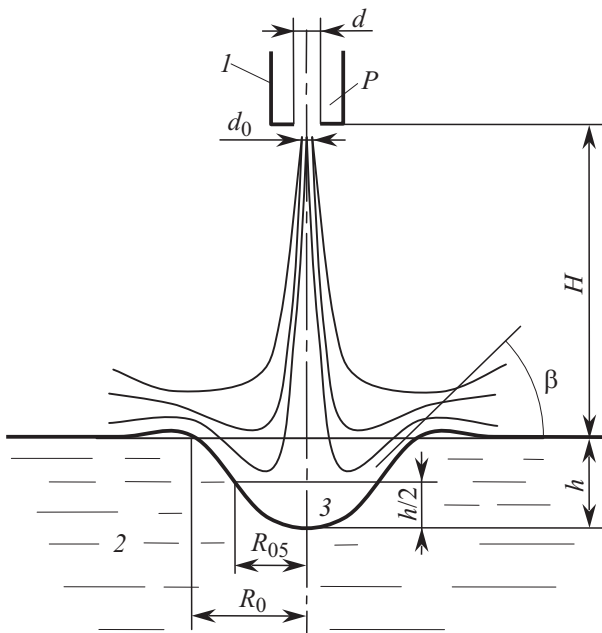


Рис. 1. Схема взаимодействия турбулентной газовой струи с поверхностью жидкости (объяснение обозначений на рисунке приведено в тексте).

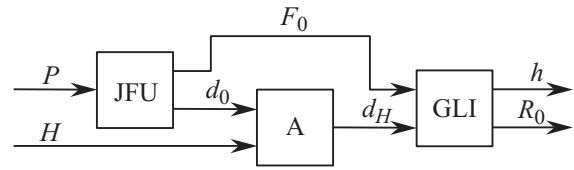


Рис. 2. Структурная схема двухфазной системы „струя газа–жидкость“ (объяснение обозначений на рисунке приведено в тексте).

На рис. 1 представлена схема взаимодействия турбулентной газовой струи с поверхностью жидкости. На рис. 2 — структурная схема двухфазной системы „струя газа–жидкость“. Потенциальная энергия сжатого газа (избыточное давление P) преобразуется элементом формирования струи (ЭФС, JFU — Jet Forming Unit) I в кинетическую энергию струи диаметром d_0 , который в общем случае не совпадает с диаметром d отверстия истечения. Равенство $d_0 = d$ характерно для сопел и струйных трубок. Для ЭФС типа отверстия в тонкой стенке, изображенного на рис. 1, d_0 меньше d . Струя газа, вытекающая из отверстия, взаимодействует с атмосферным воздухом (A), в результате чего происходит увеличение ее диаметра до значения d_H на расстоянии H . Импульс струи в единицу времени $F_0 = dM_0/dt$, где dM_0 — количество движения газа, формируемое в ЭФС за время dt , в соответствии с теоремой о сохранении количества движения остается неизменным вплоть до поверхности раздела фаз (ПРФ, GLI — Gas–Liquid Interface). Величина F_0 приближенно равна силе, действующей со стороны струи на плоскость, перпендикулярную направлению течения газа [21]. Поэтому, учитывая размерность величины F_0 , в дальнейшем будем также называть ее силой. Встречая на расстоянии H от отверстия истечения поверхность жидкости 2, газовый поток изменяет направление своего распространения, в результате чего возникает сила F , формирующая углубление 3 с геометрическими параметрами: высотой h и радиусом основания R_0 . Сила F , как правило, превышает исходный импульс F_0 струи в единицу времени, так как при взаимодействии с жидкостью он изменяет свое направление на угол, больший $\pi/2$ на величину β [21].

Величина R_0 представляет собой радиус углубления 3 в плоскости недеформированной поверхности жидкости 2. Для углублений, форма которых отлична от представленных на рис. 1, радиус R_0 точно определить по результатам экспериментов не представляется возможным, так как образующая углубления асимптотически приближается к недеформированной поверхности. Поэтому кроме величины R_0 в ходе исследований целесообразно также использовать радиус $R_{0.5}$ углубления на уровне половины его высоты (рис. 1).

Структурная схема (рис. 2) приведена в связи с тем, что в наших исследованиях применяются подходы теории автоматического регулирования. В системе „струя газа–жидкость“ определяются входные и выходные сигналы динамических объектов и устанавливаются

взаимосвязи между ними. В настоящей работе приведены результаты исследований статики системы, то есть работы системы в установившемся режиме, когда входные и выходные сигналы можно считать постоянными во времени. Основное преимущество подходов теории автоматического регулирования заключается в возможности анализа динамических свойств системы по динамическим характеристикам. Примеры получения передаточной функции системы „струя газа–жидкость“ по каналу F_0-h и амплитудно-частотной характеристики представлены в работах [11,23].

Первая и основная задача, которая ставится при исследовании системы „струя газа–жидкость“, это определение зависимости размеров h и R_0 углубления от интенсивности действия газовой струи F_0 и расстояния H . Для получения математических выражений, связывающих входные и выходные параметры системы „струя газа–жидкость“, используют следующие уравнения:

- энергетического баланса [17],
- баланса сил на поверхности раздела фаз [5,11,15,18,23],
- баланса давлений на поверхности раздела фаз [1,5,6,8,15–20,24],
- критериальные [1,6,25,26].

Уравнение энергетического баланса, впервые полученное в работе [17], не соответствует физике процесса взаимодействия газа и жидкости. Поток газа может поддерживать форму образованного углубления неизменной за счет изменения направления вектора количества движения без потери кинетической энергии.

Уравнение баланса сил на поверхности раздела фаз базируется на теореме о сохранении количества движения. Импульс струи впервые введен в уравнения статики системы „струя газа–жидкость“ в работах [5,15], однако эти и последующие исследования базируются на уравнении баланса давлений. Уравнение, в полной мере соответствующее теореме о сохранении количества движения, приведено в [18]

$$F_0(1 + \sin \beta) = \rho g V + 2\pi R_0 \sigma \sin \beta, \quad (1)$$

где ρ и σ — плотность и поверхностное натяжение жидкости соответственно, kg/m^3 и N/m ; V — объем углубления, m^3 ; $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ — ускорение свободного падения; левая часть уравнения представляет собой силу F действия газовой струи, первое слагаемое правой части — выталкивающую силу F_p , а второе — силу поверхностного натяжения F_σ . Выходной параметр системы, высота h , связан в уравнении (1) с объемом V . В этом и последующих уравнениях плотностью газа, заполняющего углубления, пренебрегаем ввиду ее малости, а поверхностное натяжение σ указывается для пары веществ жидкость–газ в струе.

В уравнении (1) величина β определяет два параметра системы: угол изменения направления вектора количества движения и угол наклона касательной к поверхности углубления 3 в вертикальной осевой плоскости

в точке ее пересечения с недеформированной поверхностью жидкости 2 относительно горизонтали (рис. 1). Первый параметр связан с силовым действием F струи, а второй — с действием силы поверхностного натяжения F_σ . Экспериментально возможно определить только угол наклона касательной, а угол изменения вектора количества движения приравнять к нему. Кроме такого упрощения уравнение (1) получено исходя из предположения о незначительной передаче количества движения газа жидкости [18], что, как указано в работе [1], не соответствует действительности. В настоящей работе вместо параметра $1 + \sin \beta$ используется безразмерный коэффициент формы k , учитывающий всю совокупность факторов, определяющих преобразования количества движения F_0 газа в силу F деформации поверхности жидкости.

В большинстве исследований системы „струя газа–жидкость“ для математического описания зависимости высоты h углубления от интенсивности струйного воздействия используется баланс давлений на поверхности раздела фаз в нижней точке углубления. Уравнение баланса в полной форме имеет вид [6,15,18,20]

$$\frac{\rho_g w^2}{2} = \rho g h + \frac{2\sigma}{R}, \quad (2)$$

где ρ_g — плотность газа у поверхности жидкости, kg/m^3 ; w — осевая скорость газа в струе перед столкновением с поверхностью жидкости (на расстоянии $H + h$ от отверстия истечения струи), m/s ; R — радиус кривизны поверхности жидкости в нижней точке углубления, m ; левая часть уравнения представляет собой давление p , создаваемое центральной частью газовой струи; первое слагаемое правой части — гидростатическое давление p_p в нижней точке углубления, а второе — давление p_σ , создаваемое поверхностным натяжением жидкости.

Поверхностное натяжение оказывает значимое влияние на форму углубления только при малых значениях R (до нескольких миллиметров), поэтому во многих работах, в особенности связанных с моделированием кислородно-конвекторного процесса, влияние поверхностного натяжения не учитывается [1,5,16,19]. Из (2) получим

$$\frac{\rho_g w^2}{2} = \rho g h. \quad (3)$$

В уравнении (3) отсутствуют какие-либо коэффициенты, учитывающие форму углубления и изменение скорости газа в струе в результате ее взаимодействия с жидкостью. Это связано с тем, что левая часть уравнения представляет собой статическое давление полностью заторможенной струи, полученное исходя из уравнения Бернулли, которое не может учесть действия струи на поверхность жидкости, возникающее вследствие изменения направления движения газа. По сути, в уравнениях (2) и (3) давление струи газа на поверхность жидкости определяется, исходя из предположения о

преобразовании всей кинетической энергии центральной части струи в потенциальную. Это основной теоретический промах использования баланса давлений, так как энергетический подход не применим к процессам, происходящим на поверхности раздела, что указано в настоящей работе выше. Отсутствие коэффициентов формы в уравнениях (2) и (3) является формальным и по другой причине. Если плотность ρ_g газа у поверхности раздела фаз можно считать равной его плотности в струе [1], то осевую скорость w газа непосредственно перед столкновением с поверхностью жидкости определить теоретически не представляется возможным. В отдельных случаях, например в экспериментальных исследованиях работы [16], эта скорость с точностью до нескольких процентов совпадает со скоростью в свободной струе, для расчета которой существует несколько моделей [15,27]. Однако очевидно, что в общем случае скорость w зависит от формы углубления и прочих факторов. Поэтому в [1] в уравнении, полученном на основе баланса давлений, также используется безразмерный коэффициент проникновения, аналогичный по смыслу коэффициенту формы k и представляющий собой отношение правой части уравнения (3) к левой.

Отметим, что использование коэффициентов в уравнениях (1)–(3) в указанных формах в полной мере соответствует применению математического аппарата теории автоматического регулирования для анализа системы „струя газа–жидкость“. Коэффициент k формы является составной частью коэффициента передачи звена ПРФ (рис. 2), так как представляет собой отношение величины $F_\rho + F_\sigma$, связанной с выходными параметрами h и R_0 системы, к входному параметру F_0 .

В работе [18] сделано интересное предположение о возможности объединения уравнений баланса сил и давлений для совокупного определения параметров h и R_0 . По уравнению (2) или (3) определяется высота h углубления, а по уравнению (1) — объем V . Затем с использованием величин h и V , исходя из предположения о том, что образующая углубления имеет параболическую форму, определяется радиус R_0 .

Основным недостатком применения критериальных уравнений при исследовании системы „струя газа–жидкость“ является сложность анализа физики процесса взаимодействия. Если используются критерии подобия, применяемые для других процессов, то получаемые безразмерные уравнения оказываются справедливыми только для конкретных условий эксперимента [25,26]. В другом случае, когда одно из уравнений (1)–(3) приводится к безразмерному виду с получением известных критериев подобия, результирующее уравнение представляет собой зависимость одних неинформативных величин от других [6,26]. Как правило, в работах, основанных на критериальных уравнениях, приводится много графиков, из которых невозможно сделать выводы о соотношении сил, действующих в системе, и выполнении фундаментальных равенств (1)–(3).

Трудностей для исследования добавляет также переход к непродуманным безразмерным комплексам. На-

пример, в работах [6,26] используется параметр h/d — отношения высоты углубления к диаметру отверстия истечения. Величины h и d связаны друг с другом не напрямую, а через величины H и P , поэтому зависимости параметра h/d от любых других в различных условиях проведения экспериментов будут разными и не несут никакой полезной информации.

На наш взгляд составление критериальных уравнений для системы „струя газа–жидкость“ возможно только после ее детального исследования на предмет выявления рациональных безразмерных параметров, чего до настоящего времени сделано не было. Большинство исследователей действуют в обратной последовательности — сначала формируются безразмерные комплексы, а затем система изучается. В качестве безразмерных комплексов, характеризующих геометрию системы „струя газа–жидкость“ можно предложить параметры:

— R_0/H или H/R_0 , значения которых определяются структурой струи, влиянием поверхности жидкости на ее диаметр и соотношением диаметров струи и углубления, так как d_H зависит от H ;

— h/R_0 , зависящий от формы углубления.

Параметр h/H , введенный в работе [15], — менее удачный вариант безразмерного комплекса, так как расстояние H определяет диаметр d_H и радиус R_0 , а высота h зависит от силы F_0 , которая с расстоянием H не связана (см. рис. 2).

Несмотря на трудности, возникающие при использовании критериальных уравнений, сами критерии подобия и их граничные значения целесообразно применять для анализа соотношения сил, действующих в системе „струя газа–жидкость“, и режимов взаимодействия. Например, в работах [2,8] число Вебера используется для определения критической скорости перехода между режимами взаимодействия газа и жидкости.

Среди работ, в которых используются уравнения баланса сил и давлений, а также реализуется последующий переход к безразмерной форме записи, широко известна работа [15]. Недостатки этой работы подробно рассмотрены в [18]. На наш взгляд, основная проблема исследования [15] заключается в крайне неудобной форме записи конечного уравнения. Тем не менее его анализ целесообразен.

В работах [15] и [5] получены соответственно уравнения

$$\frac{F_0}{\rho g h d^2} = \frac{\pi}{2K^2} \left(\frac{H+h}{d} \right)^2 \quad (4)$$

и

$$\frac{F_0}{\rho g H^3} = \frac{\pi}{2K^2} \frac{h}{H} \left(1 + \frac{h}{H} \right)^2, \quad (5)$$

где $K \approx 6.4$ [5] — безразмерный коэффициент, характеризующий интенсивность убывания осевой скорости газа в струе по мере удаления от отверстия истечения. В работе [15] приближенно показана взаимосвязь уравнения баланса сил с уравнением (4), полученным, исходя из баланса давлений. Уравнение (5) может быть

получено из (4) путем простой замены величины d на H , и наоборот. В ряде работ [2,3,14] приводится уравнение (5) со ссылкой на [15]. Вместо величин d и H без нарушения равенств может быть взят любой другой линейный размер, так как эти величины стоят в знаменателях обеих частей уравнений в одинаковых степенях. Величины безразмерных сил F_0 , стоящие в левых частях уравнений (4) и (5), ничего не характеризуют, так как их знаменатели представляют собой выражения для выталкивающей силы, действующей на объем, существенно отличающийся от действительного объема углубления на поверхности жидкости.

Из уравнения (4) может быть получено выражение

$$\frac{1}{2} \frac{F_0}{\frac{\pi d^2}{4} \left(\frac{H+h}{Kd} \right)^2} = \rho g h, \quad (6)$$

позволяющее сделать важные выводы.

Сопоставим (3) и (6). Левая часть уравнения (6) — это давление p , с которым центральная часть струи действует на перпендикулярную преграду, расположенную на расстоянии $H + h$ от отверстия истечения. Выражение $\frac{\pi d^2}{4}$ представляет собой площадь отверстия истечения газа, а выражение, стоящее в скобках, характеризует увеличение площади струи при удалении от отверстия на расстояние $H + h$. Величиной, не зависящей от расстояния, является сила F_0 . Следовательно, структурная схема, представленная на рис. 2, остается неизменной и при математическом описании процессов, происходящих в системе, уравнением баланса давлений.

Давление, создаваемое на оси струи, определяется количеством движения F_0 в струе, деленным на некоторую площадь. Если для свободной затопленной струи эта площадь может быть установлена, то для струи, взаимодействующей с поверхностью сложной формы, какой является поверхность раздела газовой и жидкой фаз, определение этого параметра затруднено. Поэтому коэффициент K , изначально связанный в работе [15] с изменением осевой скорости струи, в уравнениях (4)–(6) также является коэффициентом формы, зависящим от условий проведения эксперимента. Этим и объясняются значительные различия (в несколько раз) в значениях этого коэффициента в последующих исследованиях.

Сила F_0 определяет и давление p в нижней точке углубления. Следовательно, не соответствует действительности предположение о возможности определения высоты h углубления на основании баланса давлений в нижней точке углубления, а радиуса R_0 — через объем V с использованием полученного значения h на основании баланса сил [18]. Если два уравнения баланса тождественны, то составленная из них система будет иметь бесконечное множество решений.

Из проведенного теоретического анализа следует, что для математического описания системы „струя газа–жидкость“ необходимо использовать уравнение баланса сил на поверхности раздела фаз, так как оно лучше, чем уравнение баланса давлений, соответствует

физике процесса взаимодействия газа и жидкости. Исследований адекватности уравнения баланса сил результатам экспериментов до настоящего времени сделано не было. Исследователи, положившие в основу анализа уравнение баланса давлений, также, как правило, опускают подобный этап, получая конечные выражения для своих целей и занимаясь их анализом.

Уравнение баланса сил содержит эмпирический коэффициент формы k , значение которого зависит от изменения направления и модуля вектора количества движения газа в струе при взаимодействии с поверхностью жидкости. Первоочередной задачей экспериментальных исследований является определение зависимости значения k от влияющих величин. Теоретически уравнение баланса сил адекватно описывает процессы, происходящие в системе, при изменении коэффициента формы в диапазоне от 1 (плоская недеформированная поверхность жидкости) до 2 (предельное значение для углублений большой высоты) [21].

Получение зависимости коэффициента k от влияющих величин не позволяет решить основную задачу исследований — определение связи между входными (P и H) и выходными (h и R_0) параметрами системы. Для установления такой связи необходимо знать форму образующей углубления и закономерности ее изменения под действием влияющих факторов. Определение указанных закономерностей на настоящем этапе исследований системы „струя газа–жидкость“ невозможно без проведения экспериментов.

Экспериментальные исследования

Для получения экспериментальных данных использовано воздействие струи воздуха на эпоксидную смолу марки ЭД-20 с плотностью $\rho = 1120 \pm 10 \text{ kg/m}^3$ и поверхностным натяжением $\sigma = 28.5 \pm 0.5 \text{ mN/m}$. Плотность определена пикнометрическим методом, поверхностное натяжение — методом втягивания пластинки. Получены данные для четырех фиксированных значений расстояния H : 10, 15, 25 и 40 mm.

Струя газа формировалась с использованием струйной трубки диаметром $7 \pm 0.1 \text{ mm}$, в торце которой установлена диафрагма толщиной $0.18 \pm 0.01 \text{ mm}$ с отверстием истечения диаметром $1.28 \pm 0.01 \text{ mm}$ и коэффициентом расхода $\mu = 0.67 \pm 0.01$. Достоинством такого ЭФС в виде отверстия в тонкой стенке является поддержание турбулентного режима течения при малых значениях числа Рейнольдса ($Re = 1000$), недостатком — необходимость экспериментального определения коэффициента μ расхода, величина которого меньше единицы. Коэффициент μ для диафрагм составляет $0.67–0.70$ и зависит от качества изготовления отверстия. При использовании сопла, профиль которого повторяет контуры линий тока в отверстии истечения, $\mu \approx 1$. Для экспериментального определения коэффициента расхода можно воспользоваться методикой, предложенной в работе [28].

Необходимость использования коэффициента расхода связана со сжатием струи в отверстии истечения, в результате которого ее диаметр d_0 становится меньшим диаметра d отверстия (рис. 1). Определить d_0 можно по формуле

$$d_0 = \sqrt{\mu/\varphi_w d},$$

где $\varphi_w \approx 0.97$ — коэффициент поля скоростей [21,27].

При проведении экспериментальных исследований необходим контроль входных и выходных параметров двухфазной системы „струя газа–жидкость“ (рис. 2).

Сила действия струи на поверхность жидкости определяется по формуле

$$F = kF_0 = k \frac{\pi d^2 \mu}{2} P, \quad (7)$$

которая экспериментально испытана в диапазоне давлений до 30 кПа в работе [29]. Из выражения (7) видно, что для расчета интенсивности действия струи (количества движения F_0) используется избыточное давление P перед отверстием истечения, которое в ходе проведения экспериментов изменялось в диапазоне от 50 до 3600 Па. Авторы многих работ [2,3,8,15–17,19,20,25] определяют F_0 по скорости w в отверстии истечения, которую измеряют при помощи расходомера, установленного на линии подачи газа. Расчет F_0 с использованием давления P предпочтительнее по следующим причинам. Приборы для измерения давления в общем случае точнее приборов для измерения расхода. В лабораторных условиях могут быть использованы жидкостные микроманометры типа ММН-2400 с погрешностью не более 2 Ра. При использовании величины расхода для расчета F_0 необходимо учитывать плотность ρ_g газа [28,29]. Также необходимо учитывать давление P , так как плотность газа и показания расходомера зависят от него. При контроле F_0 по давлению P утечки газа не влияют на результат измерения.

Для измерения размеров углубления на поверхности жидкости используют различные методы: воздействие струи на отвердевающий цемент с последующим определением геометрических параметров твердого тела [5], пропускание через жидкость рентгеновского излучения с получением изображения профиля углубления [19], однако большинство исследований проводятся на прозрачных жидкостях с возможностью применения оптических эффектов. В ряде работ [2,3,15,18,20,24–26] высоту углубления определяют при непосредственном фотографировании поверхности взаимодействия, что не позволяет получить высокую точность в силу следующих особенностей двухфазной системы:

- размеры полученного изображения необходимо соотносить с мерой длины, которая, как правило, лежит в другой плоскости;
- источник освещения поверхности раздела создает блики, которые могут исказить форму изображения;
- поверхность жидкости, недеформированная струей газа, не является плоской, что создает существенные

трудности при определении высоты углубления по его фотографии.

Из-за низкой точности измерения высоты углубления по фотографиям дополнительно применяют различные указатели уровня [18,20].

В настоящей работе для измерения геометрических параметров h , R , R_0 и R_{05} углубления на поверхности жидкости используется установка, описание которой представлено в [30]. Изображения профиля углубления на экране получают путем пропускания через жидкость коллимированного горизонтального лазерного луча средним диаметром приблизительно 50 мм. Изображения фиксируются цифровой камерой и передаются в персональный компьютер для увеличения и обработки. Погрешность измерения высоты h не превышает ± 0.1 мм.

В соответствии с задачей настоящего исследования при проведении экспериментов необходимо определять коэффициент формы k . Для этого используется формула

$$k = \frac{F_l}{F_0}, \quad (8)$$

где $F_l = F_\rho + F_\sigma$ — сила сопротивления поверхности жидкости проникновению газовой струи, равная по модулю силе F действия струи на поверхность углубления. Значения сил F_ρ и F_σ вычисляются в соответствии с уравнением (1). Для их расчета необходимы величины V , R_0 и $\sin \beta$, которые определяются по фотографиям изображения профиля углубления.

Формы углубления на поверхности жидкости можно условно разделить на два основных типа (рис. 3). Углубление 2 *M*-типа, форма образующей которого представлена на рис. 3, *a*, имеет кромки 4, возвышающиеся над недеформированной поверхностью 3 жидкости 1. Образующая углубления 2 *V*-типа (рис. 3, *b*) плавно переходит в недеформированную поверхность 3.

Получить информацию о размерах кромок 4 углубления *M*-типа не представляется возможным из-за капиллярных менисков, формирующихся у стенок сосуда с жидкостью [30]. Формирование кромок 4 связано с наличием подъемной силы, создаваемой газовым потоком за пределами углубления [29]. На расстоянии $|r| < R_0$ от оси струи (см. рис. 3) силовое действие газовой струи направлено вниз, при $|r| > R_0$ — вверх. Влияние подъемной силы столь велико, что коэффициент формы $k = 1.06$, определенный для всей поверхности взаимодействия газа и жидкости, оказывается значительно меньше коэффициента $k = 1.47$, полученного исключительно для поверхности углубления, лежащей ниже недеформированной поверхности жидкости 3 [29,31]. Такие результаты обусловлены тем, что в пределах углубления ($|r| < R_0$) вектор количества движения газа изменяет свое направление на угол, больший $\pi/2$, на величину β , тогда как на всей поверхности раздела фаз его изменение составляет значение, близкое к $\pi/2$ (рис. 1). Поэтому пренебрежение наличием кромок углубления *M*-типа оправдано тем, что определяется коэффициент формы для поверхности углубления, а не для

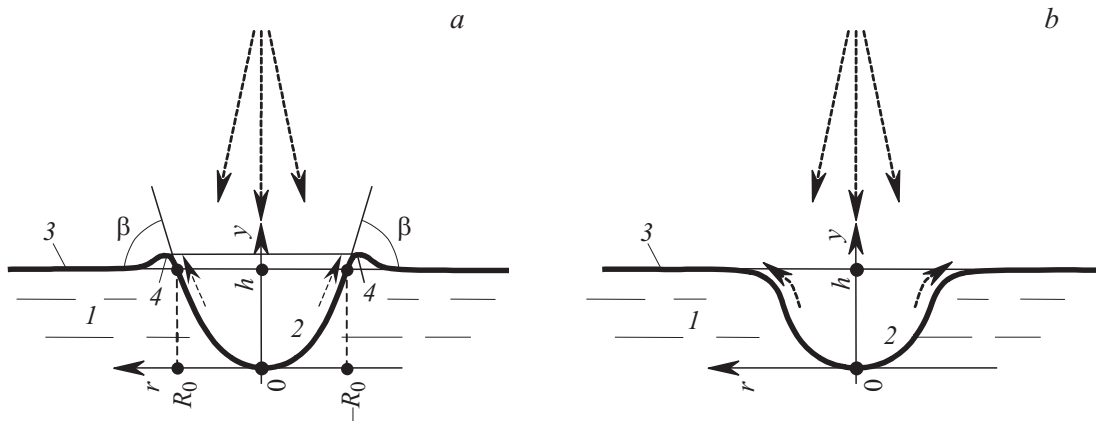


Рис. 3. Формы образующих углублений M- (a) и V- (b) типов (объяснение обозначений на рисунке приведено в тексте).

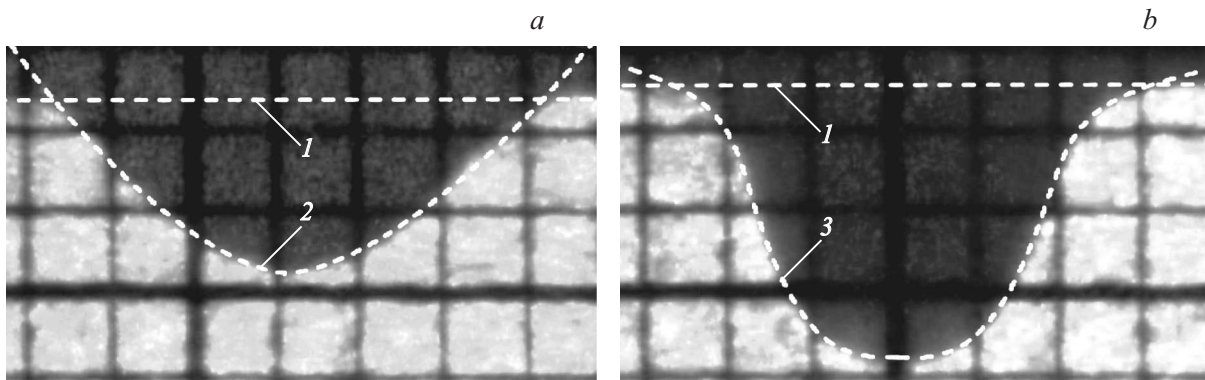


Рис. 4. Аппроксимация образующих углубления M-типа функцией (9) (a) и V-типа функцией (10) (b): 1 — уровень недеформированной поверхности жидкости, 2, 3 — функции (9) и (10) соответственно.

всей поверхности жидкости. Такой подход согласуется с расчетами объема V углубления V-типа, где отсутствуют кромки.

Объем V определяется интегрированием объемов дисков радиусом $r(y)$ и высотой dy в диапазоне от 0 до h , т.е.

$$V = \pi \int_0^h [r(y)]^2 dy,$$

где $r(y)$ — математическое описание образующей углубления в декартовых координатах $y-r$ (рис. 3). В работах [5,18,19] указывается на возможность применения параболы в качестве образующей углубления, т.е. $r = a\sqrt{y}$, где a — коэффициент. С целью повышения точности аппроксимации образующей углубления в настоящей работе для углублений M- и V-типов используются соответственно функции

$$r(y) = ay^m \tag{9}$$

и

$$r(y) = ay^m + by^n, \tag{10}$$

где a и b — коэффициенты, $m < 1$ и $n > 1$ — показатели степени. Диапазоны изменения параметров функции (9) для углублений M-типа составили $a = 1.7-6.6$

и $m = 0.33-0.77$; функции (10) для углублений V-типа — $a = 1.1-1.9$, $b = 1.4 \cdot 10^{-8}-3.3$, $m = 0.33-0.5$, $n = 5-10$. Значения a и b даны для r и y , выраженных в миллиметрах.

На рис. 4 представлен результат аппроксимации образующих углублений M- и V-типов функциями (9) и (10). Представленные фотографии преобразованы из цветных в черно-белые, проведена коррекция гаммы, увеличены контрастность и яркость. Исходные изображения получены в красном цвете лазерного излучения. Шаг линий сетки составляет 1 мм. Для рис. 4, a $H = 15$ мм, $P = 255$ Па, $a = 1.84$, $m = 0.625$; для рис. 4, b — $H = 10$ мм, $P = 270$ Па, $a = 1.43$, $b = 6.1 \cdot 10^{-6}$, $m = 0.50$, $n = 10$.

Для определения силы F_σ поверхностного натяжения необходимо найти параметр $2\pi R_0 \sin \beta$ (см. уравнение (1)). В случае углубления M-типа определение величин R_0 и $\sin \beta$ не вызывает затруднений. Радиус R_0 равен значению функции (9) в точке $y = h$ (рис. 3). Параметр $\sin \beta$ вычисляется через производную $r'(y)$ функции (9) в этой точке по формуле

$$\sin \beta = \frac{1}{\sqrt{1 + [r'(h)]^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{mR_0}{h}\right)^2}}. \tag{11}$$

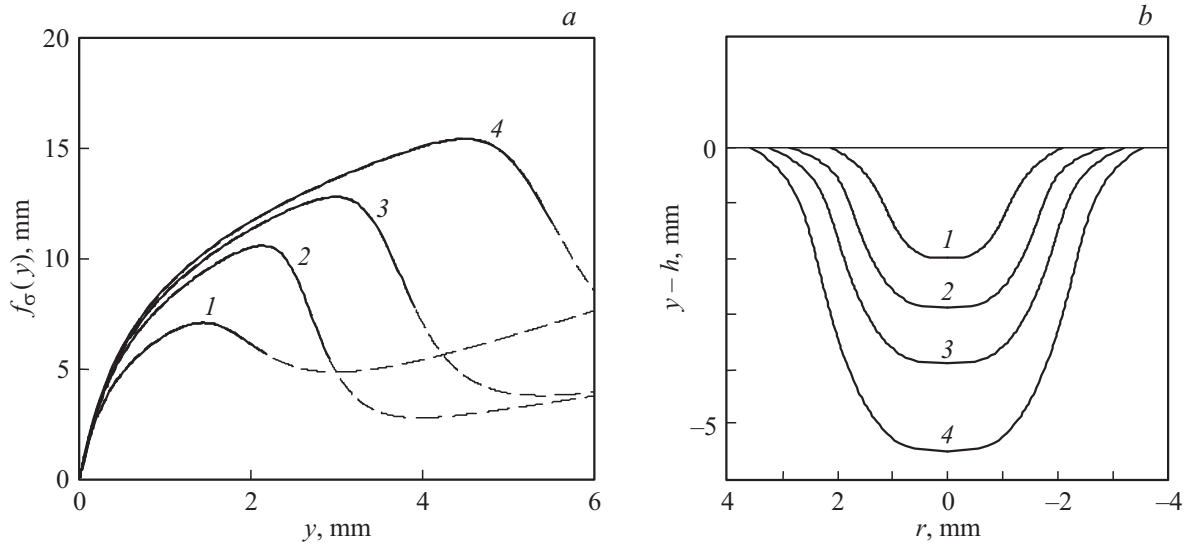


Рис. 5. Графики функций $f_\sigma(y)$ (a) и образующие углублений $\pm r(y)$ (b) для различных значений давления P : кривые 1–4 соответствуют $P = 110, 215, 370, 650$ Па.

Для углубления V-типа сила F_σ определяется с использованием функции (10) в соответствии с выражением

$$F_\sigma = 2\pi\sigma \max[r(y) \sin \beta(y)] = \sigma \max[f_\sigma(y)], \quad (12)$$

где функция $f_\sigma(y)$ определяется из (10) и (11) в виде

$$f_\sigma(y) = 2\pi(ay^m + by^n) / \sqrt{1 + (amy^{m-1} + bny^{n-1})^2}.$$

На рис. 5 представлены графики функций $f_\sigma(y)$ и соответствующие образующие углублений для различных давлений P перед отверстием диафрагмы при $H = 10$ mm. Диапазоны изменения параметров функции $r(y)$ составили: $a = 1.1-1.6$, $b = 3.2 \cdot 10^{-8}-2.1 \cdot 10^{-2}$, $m = 0.33$, $n = 5-10$. Сплошными линиями на рис. 5, a выделены участки кривых соответствующие реальным диапазонам изменения координаты y от нуля до высоты h углубления. Из рис. 5, a видно, что в этих диапазонах функции $f_\sigma(y)$ имеют единственный максимум, что позволяет однозначно определить силу F_σ в соответствии с (12).

Результаты и их обсуждение

На рис. 6 представлены зависимости коэффициентов формы k_P и k от параметра h/R_{05} формы углубления при различных значениях расстояния H . Коэффициент k_P введен в рассмотрение для оценки адекватности уравнения (2) по аналогии с коэффициентом k . Его значение вычисляется по формуле

$$k_P = \frac{p_l}{p} = \frac{p_\rho + p_\sigma}{p}, \quad (13)$$

подобной (8). В (13) давление p , создаваемое струей в нижней точке углубления, определяется по формуле [27]

$$p = \frac{P}{\left(0.3 + 0.142 \frac{H+h}{d_0}\right)^2}.$$

Изменение расстояния H приводит к изменению радиусов R и R_0 углубления. При пропорциональном изменении размеров углубления параметр h/R_{05} , значения которого отложены по осям абсцисс на рис. 6, остается неизменным. Поэтому, если уравнения (1) и (2) адекватно описывают поведение системы „струя газа–жидкость“ зависимости $k(h/R_{05})$ и $k_P(h/R_{05})$ соответствующих коэффициентов от параметра h/R_{05} для различных значений расстояния H должны совпадать.

Из рис. 6, a видно, что зависимости $k_P(h/R_{05})$ для $H = 10$ mm и $H = 15$ mm при малых значениях h/R_{05} значительно отличаются от остальных. Это связано с тем, что давление p_σ , вычисленное в соответствии с уравнением (2), в несколько раз превышает давление p , создаваемое струей газа. Следовательно, вычисление давления, создаваемого поверхностным натяжением жидкости, с использованием радиуса R кривизны в нижней точке углубления не позволяет получить результаты, соответствующие опытным. Кроме того, радиус кривизны не может быть однозначно определен, так как его значение зависит от того, какая часть образующей углубления, примыкающая к его нижней точке, используется для его определения.

Если использовать для определения давления p_l только давление p_ρ ($p_l = p_\rho$), получаются лучшие результаты. Коэффициент k_P принимает значения от 0.4 до 1. Несмотря на это, наблюдается худшее совпадение зависимостей $k_P(h/R_{05})$ для различных расстояний H , чем в случае зависимости $k(h/R_{05})$, представленной на

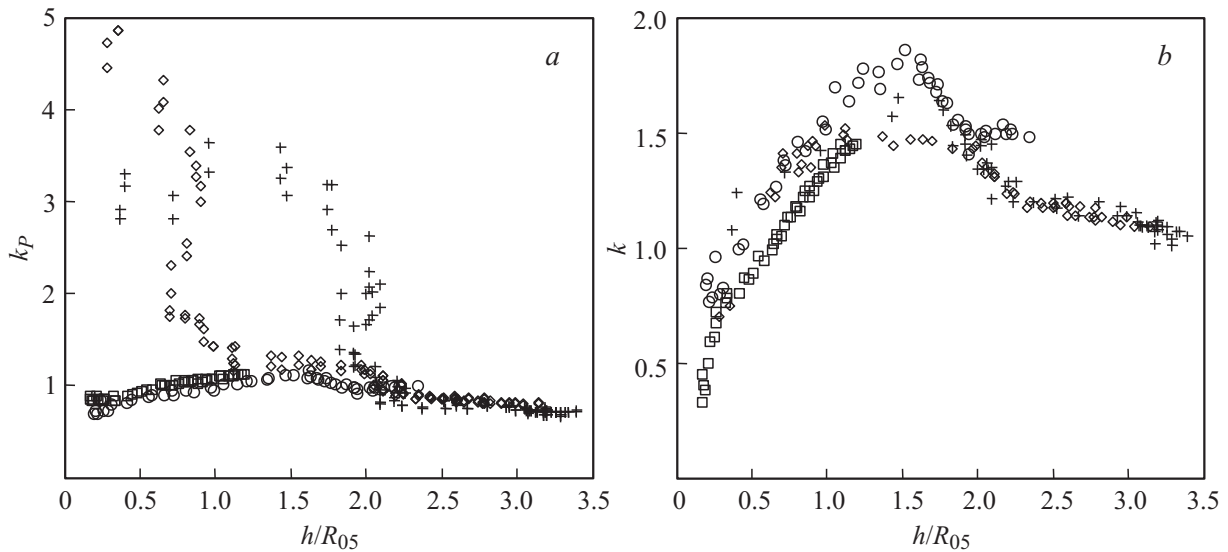


Рис. 6. Зависимости коэффициентов формы k_p (а) и k (б) от параметра h/R_{05} формы углубления при различных значениях расстояния H , мм: + — 10, \diamond — 15, \circ — 25, \square — 40.

рис. 6, б. При этом анализ данных показывает, что пренебрегать действием поверхностного натяжения недопустимо. Такие результаты говорят о нецелесообразности применения уравнения (2) баланса давлений для математического описания процессов, происходящих в системе „струя газа–жидкость“ в условиях преобладающего влияния поверхностного натяжения.

Из графиков, представленных на рис. 6, а и б, видно, что характер зависимости коэффициентов формы k_p и k от параметра h/R_{05} одинаков за исключением значений для $H = 10$ мм и $H = 15$ мм, значительно отличающихся от остальных. При $h/R_{05} \approx 1.5$ у функций $k(h/R_{05})$ и $k_p(h/R_{05})$ наблюдается максимум. Это подтверждает вывод о том, что уравнения баланса давлений и сил связаны друг с другом, вследствие чего невозможно определять высоту h углубления по первому из них, а радиус R_0 — по второму.

Проанализируем данные на рис. 6, б. Теоретический диапазон изменения коэффициента k формы составляет от 1 до 2 [21]. Экспериментальные значения k не выходят за верхнюю границу этого диапазона. Значения $k < 1$ получены в условиях, когда диаметр струи превышает диаметр углубления, т.е. не весь ее импульс участвует в формировании углубления. Большая часть представленных на рис. 6, б данных соответствует теоретическому диапазону.

В диапазоне значений h/R_{05} от 0 до 1.5 коэффициент k формы возрастает. Исходя из предположения о том, что модуль количества движения газа в струе при взаимодействии с поверхностью жидкости меняется незначительно и значение k определяется только изменением его направления, в работе [18] принято $k = 1 + \sin\beta$. В результате аппроксимации экспериментальных данных в диапазоне значений $\sin\beta$ от 0 до 0.8 функцией

$$k = A + B \sin\beta \quad (14)$$

получено значение $B = 1.33$ для всех значений расстояния H . При $H = 10, 15$ и 25 мм экспериментальные данные аппроксимированы одной функцией с коэффициентом $A = 0.54$. Для $H = 40$ мм $A = 0.23$. Максимальное абсолютное отклонение экспериментальных данных от функции (14) не превышает 0.27, среднее квадратичное отклонение — 0.12, относительная погрешность аппроксимации — 9%. Значения коэффициентов A и B значительно отличаются от теоретических, однако качественно зависимость $k(h/R_{05})$ в диапазоне h/R_{05} от 0 до 1.5 соответствует теории, так как с ростом $\sin\beta$ линейно возрастает и коэффициент k .

При увеличении параметра h/R_{05} в диапазоне от 1.5 до 3.5 коэффициент k формы убывает. Это может быть связано с увеличением передачи количества движения от струи газа к жидкости. Определение механизма влияния различных факторов на зависимость $k(h/R_{05})$ выходит за рамки настоящей работы. Основной вывод, который можно сделать по результатам эксперимента, это адекватность уравнения (1) баланса сил происходящим в системе „струя газа–жидкость“ процессам.

Кроме попадания большей части экспериментальных данных в теоретический диапазон от 1 до 2, адекватность уравнения (1) также подтверждается совпадением зависимостей, представленных на рис. 6, б для различных значений расстояния H . Значимо отличаются от других экспериментальные данные для $H = 40$ мм, что может быть связано с влиянием размеров кюветы на процесс формирования углубления. Для $h/R_{05} = 1$ коэффициент k при различных расстояниях H изменяется в 1.23 раза (от 1.3 до 1.6), а соотношение сил F_σ/F_ρ — в 15.7 раза (от 0.23 при $H = 40$ мм до 3.6 при $H = 10$ мм). То есть коэффициент формы следует признать слабо зависящим от соотношения сил F_σ и F_ρ , что говорит об адекватном математическом описании действия сил поверхностного натяжения и плотности в уравнении (1).

Заключение

По результатам теоретических и экспериментальных исследований, представленных в настоящей работе, можно сделать следующие выводы.

Для математического описания зависимости размеров (радиуса и высоты) углубления на поверхности жидкости от интенсивности действия газовой струи целесообразно использовать уравнение баланса сил на поверхности раздела фаз. При использовании уравнения баланса давлений возникают трудности как в теоретическом объяснении отдельных эффектов, так и при экспериментальном определении некоторых параметров (радиуса кривизны R и давления p_σ). В случае преобладающего влияния поверхностного натяжения жидкости при использовании баланса давлений экспериментальные данные в разы отличаются от теоретических. Совместное использование уравнений баланса сил и давлений лишено смысла, так как давление струи на поверхность раздела фаз определяется через количество движения газа, т. е. силовую характеристику потока.

Проведенные в работе исследования позволяют повысить точность математического описания процессов, происходящих при взаимодействии струи газа с поверхностью жидкости в условиях изменения влияющих величин.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 14-08-31060-мол_а.

Список литературы

- [1] Явойский В.И., Дорофеев Г.А., Повх И.Л. Теория продувки сталеплавильной ванны. М.: Металлургия, 1974. 495 с.
- [2] Hwang H.Y., Irons G.A. // Metallurgical and Materials Transactions B. 2012. Vol. 43B. N 2. P. 302–315. DOI: 10.1007/s11663-011-9613-3.
- [3] Solórzano-López J., Zenit R., Ramírez-Argáez M.A. // Appl. Mathematical Modeling. 2011. Vol. 35. N 10. P. 4991–5005. DOI:10.1016/j.apm.2011.04.012.
- [4] Balabel J.A. // Emirates J. for Engineering Research. 2007. Vol. 12. N 3. P. 35–46.
- [5] Cheslak F.R., Nicholls J.A., Sichel M. // J. Fluid Mechanics. 1969. Vol. 36. Part 1. P. 55–64. DOI: 10.1017/S0022112069001509.
- [6] Labus T.L., Aydelott J.C. Gas-jet Impingement Normal to a Liquid Surface: NASA Technical Note TN D-6368. Washington, D. C.: NASA, 1971. 16 p.
- [7] Bradshaw A.V., Chatterjee A. // Chemical Engineering Science. 1971. Vol. 26. N 6-B. P. 767–772. DOI: 10.1016/0009-2509(71)83038-5.
- [8] Berendsen C.W.J., Zeegers J.C.H., Kruis G.C.F.L., Riepen M., Darhuber A.A. // Langmuir. 2012. Vol. 28. N 26. P. 9977–9985. DOI: 10.1021/la301353f.
- [9] Гинзбург Б.М., Голоудина С.И., Виноградова Л.В., Згонник В.Н., Меленевская Е.Ю. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. № 12. С. 88–94. DOI: 10.1134/1.1262159.
- [10] Pfund A.H., Greenfield E.W. // Industrial and Engineering Chemistry. 1936. Vol. 8. N 2. P. 81–82. DOI: 10.1021/ac50100a001.
- [11] Мордасов Д.М., Мордасов М.М., Савенков А.П. Аэрогидродинамические эффекты в бесконтактных струйных методах неразрушающего контроля вязкости жидких веществ. М.: Физматлит, 2012. 352 с.
- [12] Pat. 2192987 GB, G01N 11/00, G01N 9/00, G01N 13/02. A device for measuring physical properties of liquids / S. Nowinski. Appl. N 8717205. Filed 21.07.1987. Pub. 27.01.1988. 5 p.
- [13] Ersson M., Tilliander A., Jonsson L., Jönsson P. // ISIJ International. 2008. Vol. 48. N 4. P. 377–384. DOI: 10.2355/isijinternational.48.377.
- [14] Nguyen A., Evans G. // Third International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries. Australia. Melbourne: CSIRO, 2003. P. 71–76.
- [15] Banks R.B., Chandrasekhara D.V. // J. Fluid Mechanics. 1963. Vol. 15. Part 1. P. 13–34. DOI: 10.1017/S0022112063000021.
- [16] Turkdogan E.T. // Chemical Engineering Science. 1966. Vol. 21. N 12. P. 1133–1144. DOI: 10.1016/0009-2509(66)85034-0.
- [17] Rosler R.S., Stewart G.H. // J. Fluid Mechanics. 1968. Vol. 31. Part 1. P. 163–174. DOI: 10.1017/S002211206800008X.
- [18] Этштейн Л.А., Вольрот И.Э. О впадине, образующейся при воздействии вертикальной газовой струи на поверхность жидкости // Труды центрального аэрогидродинамического института им. Н.Е. Жуковского. Вып. 1061. М.: Издательский отдел ЦАГИ, 1967. 33 с.
- [19] Shimada T., Akiyama T., Kasai E., Yagi J. // ISIJ International. 2000. Vol. 40. N 10. P. 958–963. DOI: 10.2355/isijinternational.40.958.
- [20] Park S.S., Dyussekenov N., Sohn H.Y. // Metallurgical and Materials Transactions B. 2010. Vol. 41B. N 1. P. 51–62. DOI: 10.1007/s11663-009-9310-7.
- [21] Мордасов М.М., Савенков А.П. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 3. С. 37–45. DOI: 10.1134/S1063784212030140.
- [22] Baouabe I.B., Radhouane A., Mahjoub S.N., Mhiri H., Bournot P., Le Palec G. // Heat Transfer Engineering. 2012. Vol. 33. N 10. P. 1–22. DOI: 10.1080/01457632.2012.654451.
- [23] Мордасов М.М., Савенков А.П. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2008. Т. 74. № 3. С. 22–25.
- [24] He A., Belmonte A. // Physics of Fluids. 2010. Vol. 22. N 042103. P. 42103-1–042103-7. DOI:10.1063/1.3327209.
- [25] Collins R.D., Lubanska H. // British J. Applied Physics. 1954. Vol. 5. N 1. P. 22–26. DOI:10.1088/0508-3443/5/1/306.
- [26] Алексеев Н.В., Поздняков О.Е., Шорин С.Н. // Инженерно-физический журнал. 1983. Т. 44. № 4. С. 537–544. DOI: 10.1007/BF00825179.
- [27] Залманзон Л.А. Теория элементов пневмоники. М.: Наука, 1969. 508 с.
- [28] Мордасов М.М., Савенков А.П., Чечетов К.Е. // Инженерная физика. 2014. № 1. С. 13–18.
- [29] Мордасов М.М., Савенков А.П., Чечетов К.Е. // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 10. С. 141–144. DOI: // 10.1134/S1063784215100229.
- [30] Мордасов М.М., Савенков А.П. // Измерительная техника. 2015. № 7. С. 47–49. DOI: 10.1007/s11018-015-0796-x.
- [31] Мордасов М.М., Савенков А.П., Чечетов К.Е. // Инженерная физика. 2015. № 1. С. 29–35.