

01;03

Исследование силового воздействия струи газа на поверхность жидкости

© М.М. Мордасов, А.П. Савенков

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

(Поступило в Редакцию 21 апреля 2011 г.)

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов взаимодействия струи газа с поверхностью вязкой жидкости. В результате исследований получены формулы для расчета силы, с которой газовая струя действует на поверхность жидкости. При этом выявлена зависимость коэффициента сжатия струи газа в выходном отверстии сопла от давления перед ним. Определены значения коэффициента формы углубления, создаваемого газовой струей на поверхности жидкости, при различных диаметрах углубления и расстояниях между выходным отверстием сопла и поверхностью жидкости. Сформулированные теоретические выводы подтверждены результатами проведенных экспериментальных исследований.

Введение

Идея использования газового потока для измерения вязкости жидкостей, впервые предложенная в работах [1–3], получила дальнейшее развитие и реализована в комплексе бесконтактных струйных деформационных методов и устройств контроля вязкости. В методах на основе колебательного процесса взаимодействия струи газа и жидкости [4–6] о вязкости судят по частоте f_0 зарождения волн, самопроизвольно и периодически формирующихся и исчезающих на поверхности углубления, образованного струей газа с постоянной скоростью w . В методах, не использующих для измерения вязкости колебательный режим взаимодействия [7–9], для взаимного перемещения слоев жидкости необходимо изменять скорость w газа в струе по заданному закону. В ходе теоретического анализа таких методов необходимо учитывать зависимость степени деформации поверхности жидкости от интенсивности струйного воздействия. При этом определение силы F , с которой газовая струя действует на поверхность жидкости, представляет собой непростую задачу. Формулы для расчета силы действия струи, используемые в гидравлике, в рассматриваемой двухфазной системе „струя газа–жидкость“ требуют введения дополнительных корректирующих коэффициентов.

В настоящей работе проведен теоретический анализ процесса взаимодействия газовой струи с преградой, представлены результаты экспериментальных исследований, подтверждающих сформулированные теоретические выводы, и определены числовые значения корректирующих коэффициентов.

1. Теоретический анализ

Для теоретического анализа воспользуемся схемой взаимодействия струи газа с поверхностью жидкости, представленной на рис. 1. Сопло 1 круглого сечения

с выходным отверстием диаметром d расположено на расстоянии H перпендикулярно недеформированной поверхности жидкости 3. Струя газа, выходящая с постоянной скоростью w из сопла 1, образует на поверхности жидкости 3 углубление 4, обладающее осевой симметрией. Углубление 4 характеризуется следующими геометрическими параметрами: высотой h , радиусом основания R_0 и радиусом кривизны поверхности жидкости в нижней точке R_h . Потoki газа, движущиеся вдоль поверхности углубления 4, увлекают за собой

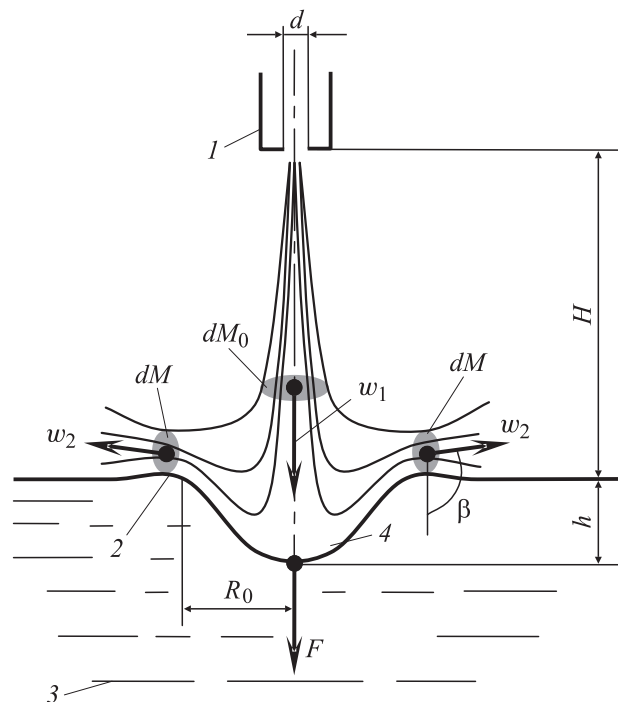


Рис. 1. Схема взаимодействия струи газа с поверхностью жидкости. Объяснение обозначений на рисунке приведено в тексте.

жидкость и формируют кромку 2, возвышающуюся над недеформированной поверхностью жидкости 3.

Форма углубления на поверхности раздела газовой и жидкой фаз зависит от многих факторов, основными из которых являются режим течения газа, скорость w , расстояние H и физические свойства жидкости: плотность ρ , поверхностное натяжение σ и вязкость η [10–16]. Очевидно, что степень деформации поверхности жидкости, характеризующаяся параметрами h и R_0 , зависит от силы F действия струи, которая определяется скоростью w истечения газа из сопла.

Для установления связи между величинами h и w разными авторами предложено использовать:

- энергетический баланс [14,16];
- равенство давлений газовой и жидкой фаз на поверхности раздела [15];
- баланс сил на поверхности раздела [8,9].

Применение теоремы о сохранении энергии в рассматриваемой системе представляется сомнительным, так как после достижения установившегося режима взаимодействия, при котором форма поверхности жидкости остается постоянной, кинетическая энергия струи уже не переходит в потенциальную энергию деформации. Уравнение, полученное в работе [15] для ламинарного режима течения газа исходя из равенства давлений газовой и жидкой фаз на поверхность раздела, привлекает своей простотой, но не может быть использовано в случае турбулентных струй, так как не согласуется с теоремой о сохранении количества движения. Скорость w газа при турбулентном режиме течения уменьшается по оси струи по мере удаления от сопла, следовательно, уменьшается и давление, оказываемое им на преграду. Несмотря на это, количество движения в струе остается постоянным, и интенсивность струйного воздействия не должна изменяться. В теории газовых струй [17,18] и гидравлике [19] для определения силового действия струй применяют теорему о сохранении количества движения. Единственным подходом, который не противоречит этой теореме, является использование баланса сил на поверхности раздела фаз.

За интервал времени dt из сопла 1 (рис. 1) со средней скоростью w_0 вытекает газ массой dm . По мере продвижения к поверхности жидкости молекул газа, составляющих массу dm , наблюдается их взаимодействие с молекулами окружающей среды. В струю вовлекаются новые частицы, их масса растет, а скорость движения газа в струе падает. Количество движения в струе сохраняется постоянным. Элементарное количество движения dM_0 газа в струе соответствует истечению из сопла 1 газа массой dm :

$$dM_0 = dmw_0. \quad (1)$$

В непосредственной близости к поверхности жидкости 3 средняя скорость газа в струе падает до значения w_1 . В результате взаимодействия газа и жидкости газовый поток разворачивается на угол β и приобретает среднюю скорость w_2 , растекаясь по газовому пространству,

окружающему систему „струя газа—жидкость“. На поверхность жидкости 3 в соответствии с теоремой о сохранении количества движения в течение интервала времени dt действует сила F , совпадающая по направлению со скоростью w_1 , т. е.

$$dM_0 - dM \cos \beta = Fdt, \quad (2)$$

где dM — количество движения газа, выходящего из области взаимодействия струи и жидкости за время dt , $\text{kg} \cdot \text{m/s}$. Из уравнения (2) получим

$$F = \frac{dM_0 - dM \cos \beta}{dt}. \quad (3)$$

Из уравнения (3) следует, что минимальное значение силы F соответствует воздействию струи газа на плоскую недеформированную поверхность жидкости ($\beta = 90^\circ$) и составляет величину

$$F_{\min} = \frac{dM_0}{dt}.$$

Максимальное значение силы F возможно достигнуть при формировании углублений с большой высотой h ($\beta \rightarrow 180^\circ$, $dM \rightarrow dM_0$)

$$F_{\max} = 2 \frac{dM_0}{dt}.$$

Для учета изменения формы углубления введем в формулу для определения силы F безразмерный коэффициент k формы, т. е.

$$F = k \frac{dM_0}{dt}. \quad (4)$$

Подставив (1) в (4), получим

$$F = k \frac{dmw_0}{dt} = kGw_0 = k\rho_g Qw_0, \quad (5)$$

где G и Q — массовый и объемный расходы газа в выходном отверстии сопла соответственно, kg/s и m^3/s ; ρ_g — плотность газа, kg/m^3 .

Скорость w_0 зависит от расхода Q и площади выходного отверстия сопла. Для сопел, используемых в экспериментах, выполненных в виде отверстия в тонкой стенке (рис. 1), существенным является сжатие струи, в результате которого ее действительный диаметр в входном отверстии сопла становится меньшим его диаметра d [18,19]. Средняя скорость w_0 газа в выходном отверстии сопла определяется по формуле

$$w_0 = \frac{4Q}{\pi d^2 \varepsilon},$$

подставляя которую в уравнение (5), получим

$$F(Q) = \frac{4k\rho_g}{\pi d^2 \varepsilon} Q^2, \quad (6)$$

где ε — коэффициент сжатия струи, равный отношению площади струи в плоскости выходного отверстия

к площади отверстия. Коэффициент сжатия связан с коэффициентом μ расхода сопла [19,20] соотношением

$$\varepsilon = \frac{\mu}{\varphi_w},$$

где φ_w — коэффициент поля скоростей, учитывающий уменьшение скорости наружных слоев струи, обусловленное трением. Для сопла в виде отверстия в тонкой стенке $\varphi_w = 0.97$ [20]. Частное w_0/φ_w является максимальной скоростью w газа в выходном отверстии сопла.

В работах по гидравлике приводятся значения коэффициента ε сжатия для струй жидкости. В работе [20] для газовой струи, выходящей из отверстия в тонкой стенке, приведено значение $\varepsilon = 0.69$. Наиболее исчерпывающая информация представлена в [18], где рассмотрены различные модели истечения для жидкостей и газов. Вследствие сжимаемости газа коэффициент ε при его истечении из отверстия зависит от соотношения плотностей ρ'_g и ρ_g до и после отверстия соответственно. В работе [18] для расчета коэффициента ε приводится экспериментально проверенная упрощенная формула

$$\varepsilon = \frac{\pi}{\pi + 2\sqrt{K}\frac{\rho_g}{\rho'_g}} \approx \frac{\pi}{\pi + 2\frac{\rho_g}{\rho'_g}}, \quad (7)$$

где K — коэффициент, значение которого приближенно равно единице. Увеличение расхода Q приводит к возрастанию давления P газа перед выходным отверстием сопла, плотности ρ'_g и коэффициента ε .

Из формулы (6) следует, что сила F действия струи газа на поверхность жидкости:

— пропорциональна квадрату расхода Q газа в выходном отверстии сопла;

— не зависит от расстояния H между выходным отверстием сопла и недеформированной поверхностью жидкости.

Каждое из этих положений вызывает сомнение. В работе [21] приводятся результаты экспериментов, из которых следует, что сила F пропорциональна массовому расходу G в первой степени. В работе [22] представлены экспериментальные доказательства линейности двухфазной системы „струя газа—жидкость“.

Многочисленные экспериментальные исследования позволяют сделать вывод о существенном влиянии расстояния H на интенсивность струйного воздействия [5,6,15,22]. В работе [19] указывается на снижение силового воздействия струи жидкости вследствие ее рассеяния. В работе [23] приводится эмпирическая формула, отражающая слабую зависимость силы F действия струи жидкости на плоскую преграду от расстояния H до нее. В соответствии с [23] для коэффициента формы можно записать

$$k = 1.06 - 4.0 \cdot 10^{-4} \frac{H}{\sqrt{\varepsilon d}}. \quad (8)$$

Очевидно, что для затопленных газовых струй может наблюдаться более сильная зависимость силы F от H .

Для дальнейшего исследования двухфазной системы „струя газа—жидкость“ необходимо убедиться в

справедливости высказанных теоретических положений. Процессы, происходящие на поверхности раздела фаз, гораздо сложнее рассмотренных. Пренебрежение факторами, влияющими на силовое действие струи, при исследовании этих процессов может привести к существенным погрешностям и формулировке выводов, не соответствующих действительности.

Выполненный теоретический анализ не позволяет определить диапазон действительных значений коэффициента k , а также степень влияния на него различных факторов. Невозможно также установить целесообразность практического использования формулы (7) для корректировки коэффициента сжатия струи при различных значениях расхода Q . Для проверки сформулированных теоретических положений и определения значений коэффициента k формы необходимо провести экспериментальные исследования.

2. Экспериментальная часть

Экспериментальная установка для исследования силового действия струи газа на жидкость позволяет имитировать углубления с различными постоянными радиусами R_0 и переменными высотами h и измерять силу F при различных значениях величин Q и H .

Схема экспериментальной установки для исследования силового действия струи газа представлена на рис. 2. Сжатый воздух, нагнетаемый компрессором 1 в

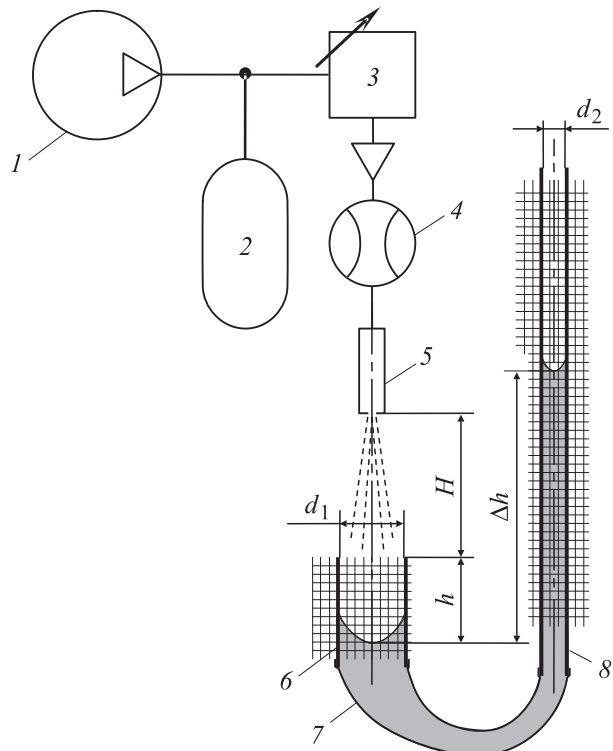


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования силового действия струи газа на жидкость. Объяснение обозначений на рисунке приведено в тексте.

ресивер 2, поступает из последнего через регулятор 3 расхода Q и ротаметр 4 типа РМ-04 на вход сопла 5, формирующего турбулентную газовую струю. Выходное отверстие сопла 5 диаметром $d = (1.00 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$ м расположено на расстоянии H от среза трубки 6. Оси сопла 5 и трубки 6 лежат на одной вертикальной прямой. В стеклянных трубках 6 и 8 круглого сечения внутренними диаметрами d_1 и d_2 соответственно, соединенных гибким прозрачным шлангом 7, находится жидкость. В систему заливают такое количество жидкости, при котором в отсутствие струйного воздействия в трубке 6 уровень устанавливается по верхнему ее краю, т.е. $h = 0$. При этом за счет действия поверхностного натяжения уровень жидкости в трубке 8 меньшего диаметра немного выше, т.е. $\Delta h > 0$.

Предусмотрено изменение расстояния H и установка трубок 6 с различными диаметрами d_1 .

Под действием силы F струи газа, вытекающей из сопла 5, жидкость из трубки 6 вытесняется в трубку 8. Внутренняя поверхность трубки 6 и поверхность жидкости, которая в ней находится, имитируют углубление с переменной высотой h и постоянным радиусом $R_0 = 0.5d_1$. С целью упрощения расчетов силу F определяют по величине давления P_l , создаваемого в нижней точке жидкости столбом высотой Δh и поверхностным натяжением σ жидкости за счет образования менисков с радиусами кривизны R_{h6} и R_{h8} в трубках 6 и 8 соответственно. Для измерения величин Δh , R_{h6} и R_{h8} трубки 6 и 8 закреплены на твердом основании с наклеенной миллиметровой бумагой. Величины Δh , R_{h6} и R_{h8} определяются по увеличенным фотографиям освещенной установки, сделанным цифровой фотокамерой. Относительная погрешность измерения величины Δh не превышает 12 и 0.5% для минимальных и максимальных значений соответственно.

В качестве жидкости с известными физическими свойствами ρ и σ , необходимыми для определения величины P_l , использовалось касторовое масло ($\sigma = (0.042 \pm 0.002)$ N/m; $\rho = (964 \pm 3)$ kg/m³). Действительные значения плотности получены пикнометрическим методом [24], поверхностного натяжения — методом счета капель [25]. Измерения проводились при температуре окружающего воздуха $\theta = (20.0 \pm 0.3)^\circ\text{C}$. Погрешности результатов измерений физических свойств жидкости соответствуют доверительной вероятности 0.95.

3. Методика

Показания ротаметра 4 (рис. 2) зависят от избыточного давления P перед соплом и плотности ρ'_g . Действительный массовый расход Q в выходном отверстии сопла выше измеренного. При этом если учет влияния давления P не представляет затруднений, то определение зависимости показаний расходомера от плотности ρ'_g сопряжено с появлением дополнительных погрешностей [26]. Корректировка измеренных значений расхода

осуществлялась путем сличения показаний ротаметра 4 и тарированного ротаметра того же типа, подключенного к выходу сопла 5. Относительная погрешность измерения расхода не превышает 2%.

Определить коэффициент ε сжатия возможно с использованием формулы для расчета расхода газа в турбулентном пневматическом сопротивлении [20]

$$G = \mu \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{2\rho_g P}. \quad (9)$$

Необходимость использования в этой формуле плотности ρ_g газа на выходе из сопла вместо плотности ρ'_g перед ним показана в работе [20]. Выражая массовый расход через объемный и заменяя коэффициент расхода μ произведением $\varepsilon\varphi_w$, из (9) получим

$$\varepsilon = \frac{4Q}{\pi d^2 \varphi_w} \sqrt{\frac{\rho_g}{2P}}. \quad (10)$$

При определении коэффициента сжатия ротаметр был подключен к выходу сопла. Перепад давления P на сопле измерялся при помощи U-образного манометра, заполненного дистиллированной водой.

Для расчета силы F действия струи газа на поверхность жидкости использована формула

$$F = \frac{\pi d_1^2}{4} P_l, \quad (11)$$

где $P_l = \rho g \Delta h + 2\sigma(1/R_{h6} - 1/R_{h8})$ — давление на поверхность раздела газовой и жидкой фаз в трубке 6 со стороны жидкости (рис. 2).

Из уравнения (6) получим формулу для расчета коэффициента формы

$$k = \frac{\pi d^2 \varepsilon F}{4\rho_g Q^2}. \quad (12)$$

В результате экспериментов определены значения коэффициента формы углубления k для различных значений расстояния H и радиуса $R_0 = 0.5d_1$ (см. таблицу). Выбор расстояний H позволяет определить как зависимости k от d_1 при постоянном H , так и зависимости k от отношения H/d_1 .

Диаметр d_H струи увеличивается по мере удаления от выходного отверстия сопла вследствие вовлечения в нее частиц из окружающей среды [17,20]. В результате этого в трубку 6 (рис. 2) при различных соотношениях величин H и d_1 поступают различные части струи. В таблице приведены значения диаметров d_H , определяющих внешние границы струи на расстоянии H от выходного отверстия сопла (в плоскости среза трубки 6), рассчитанные по данным работ [17,20], и отношения d_H/d_1 для каждого соотношения H/d_1 . С целью учета снижения силы F , обусловленного увеличением отношения d_H/d_1 при больших H , использованы коэффициенты k_d .

Для расчета коэффициентов k_d определим силу F_d , создаваемую центральной частью струи, ограниченной

Результаты экспериментального определения коэффициента формы

| $d_1, 10^{-3} \text{ m}$ | | 7.26 | | | | | 8.26 | | | | | 10.45 | | | | |
|--------------------------|--------------------------|-----------------|-------------------|-------|-------|----------------------|-----------------|-------------------|-------|-------|----------------------|-----------------|-------------------|-------|-------|----------------------|
| $H, 10^{-3} \text{ m}$ | $d_H, 10^{-3} \text{ m}$ | $\frac{H}{d_1}$ | $\frac{d_H}{d_1}$ | k | k_d | $k' = \frac{k}{k_d}$ | $\frac{H}{d_1}$ | $\frac{d_H}{d_1}$ | k | k_d | $k' = \frac{k}{k_d}$ | $\frac{H}{d_1}$ | $\frac{d_H}{d_1}$ | k | k_d | $k' = \frac{k}{k_d}$ |
| 15 | 6.3 | 2.07 | 0.87 | 1.115 | 1 | 1.115 | | | | | | | | | | |
| 20 | 8.5 | 2.75 | 1.17 | 1.128 | 1 | 1.128 | | | | | | | | | | |
| 25 | 10.7 | 3.44 | 1.47 | 1.129 | 0.97 | 1.164 | 3.03 | 1.30 | 1.151 | 0.99 | 1.162 | | | | | |
| 30 | 12.9 | 4.13 | 1.78 | 1.039 | 0.90 | 1.155 | 3.63 | 1.56 | 1.140 | 0.95 | 1.200 | | | | | |
| 34 | 14.7 | | | | | | 4.12 | 1.78 | 1.015 | 0.90 | 1.128 | | | | | |
| 40 | 17.4 | | | | | | 4.84 | 2.11 | 0.804 | 0.79 | 1.018 | 3.83 | 1.67 | 1.065 | 0.93 | 1.145 |

окружностью диаметром d_F , считая, что происходит полное торможение молекул газа (т.е. $k = 1$). Проинтегрируем составляющие dF_d силы F_d , создаваемые массой газа dm , движущегося со скоростью w_r , поступающего за время dt на кольцо толщиной dr и радиусом r , лежащее в плоскости, перпендикулярной оси струи, см. формулу (5)

$$F_d = \int_0^{d_F/2} \frac{dm}{dt} w_r.$$

Определив массовый расход dm/dt газа, поступающего на кольцо площадью $2\pi r dr$ через скорость w_r его движения, получим

$$F_d = 2\pi\rho \int_0^{d_F/2} w_r^2 r dr. \tag{13}$$

Скорость w_r газа на расстоянии r от оси струи можно определить через осевую скорость w_a на расстоянии H от выходного отверстия сопла по формуле [17,20]

$$w_r = w_a \left[1 - \left(\frac{2r}{d_H} \right)^{3/2} \right]^2. \tag{14}$$

Подставив (14) в (13), получим

$$F_d = 2\pi\rho w_a^2 \int_0^{d_F/2} \left[1 - \left(\frac{2r}{d_H} \right)^{3/2} \right]^4 r dr. \tag{15}$$

Используя (15), определим коэффициент k_d как отношение силы F_d для диаметра d_F , равного диаметру d_1 трубки б (рис. 2), к силе F_d для диаметра d_F , равного диаметру d_H струи на расстоянии H от выходного отверстия сопла, в виде

$$k_d = \frac{\int_0^{d_H/2(d_H/d_1)^{-1}} \left[1 - (2r/d_H)^{3/2} \right]^4 r dr}{\int_0^{d_H/2} \left[1 - (2r/d_H)^{3/2} \right]^4 r dr}. \tag{16}$$

Значения коэффициентов k_d и скорректированных коэффициентов k' для различных значений соотношения d_H/d_1 представлены в таблице.

4. Результаты и их обсуждение

В ходе экспериментального определения коэффициента ε сжатия получена зависимость давления P газа перед соплом от расхода Q в выходном отверстии сопла (рис. 3). Экспериментальные данные соответствуют теоретической квадратичной зависимости

$$P(Q) = \frac{8\rho_g Q^2}{\pi^2 d^4 \varphi_w^2 \varepsilon^2}, \tag{17}$$

полученной из формулы (10).

Результаты экспериментов, представленные на рис. 3, позволяют сделать вывод, что зависимость коэффициента ε сжатия от давления P не является возрастающей, т.е. не соответствует формуле (7). Для экспериментальной функции $\varepsilon(P)$, напротив, характерно небольшое убывание. В результате аппроксимации зависимости

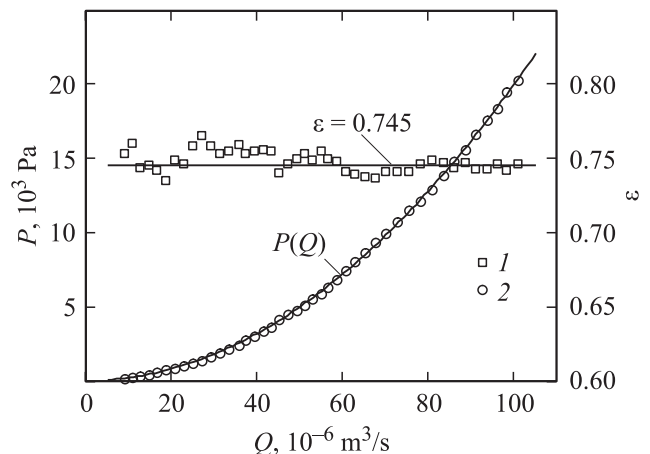


Рис. 3. Зависимости давления P перед соплом и коэффициента сжатия ε от расхода газа Q в выходном отверстии сопла: 1 — $\varepsilon(Q)$, 2 — $P(Q)$.

$P(Q)$ функцией (17) было установлено значение коэффициента ε_1 , равное 0.745 (φ_w принято равным постоянному значению 0.97). Среднее квадратичное отклонение значений ε_i коэффициента сжатия для отдельного i -го наблюдения от значения ε_1 составляет 0.0078.

Значение $\varepsilon_1 = 0.745$ существенно превышает теоретическое значение $\varepsilon \approx 0.63$, получаемое по формуле (7) для используемого диапазона давлений P . Это отклонение можно было бы объяснить несовершенным сжатием струи [19], обусловленным влиянием боковых стенок сопла на истечение газа. Однако расчет по формулам гидравлики показал, что это влияние пренебрежимо мало.

На рис. 4 представлены зависимости коэффициента k формы от расхода Q газа в выходном отверстии сопла для различных значений диаметра d_1 и расстояния H . Сплошные линии являются аппроксимирующими полиномами 2-го, 3-го или 4-го порядков для $d_1 = 0.00726$ м и $d_1 = 0.00826$ м, штриховая — для $d_1 = 0.01045$ м. Расчет коэффициента k произведен по формуле (12) при $\varepsilon = \varepsilon_1 = 0.745$.

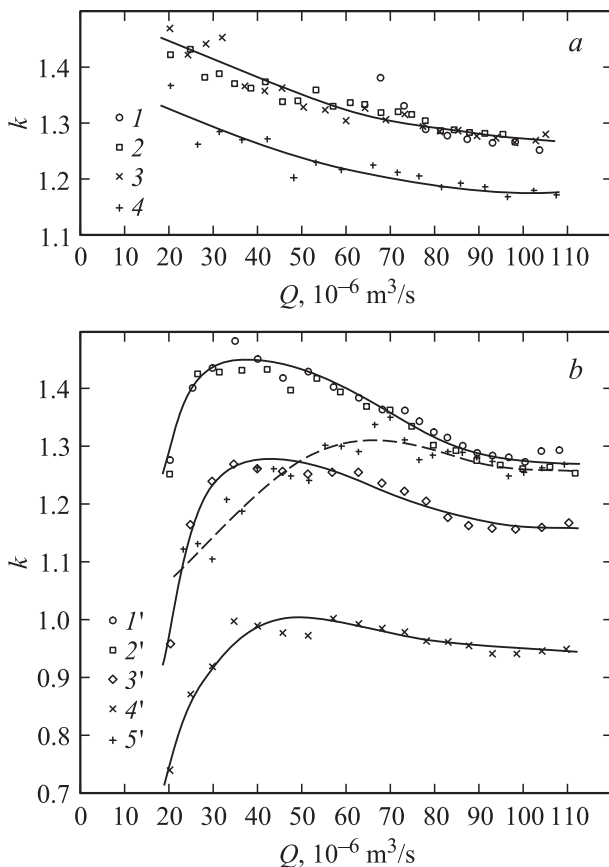


Рис. 4. Зависимости коэффициента формы k от расхода газа Q для различных значений диаметра d_1 и расстояния H : a — $d_1 = 0.00726$ м, H , м: 1 — 0.015, 2 — 0.020, 3 — 0.025, 4 — 0.030; b — $d_1 = 0.00826$ м, H , м: 1' — 0.025, 2' — 0.030, 3' — 0.034, 4' — 0.040; 5' — $d_1 = 0.01045$ м, $H = 0.040$ м; сплошные линии — аппроксимирующие полиномы 2–4 порядков для d_1 равного 0.00726 м и 0.00826 м, штриховая — для $d_1 = 0.01045$ м.

Зависимость $k(Q)$ при $d_1 = 0.00726$ м является убывающей во всем диапазоне изменения расхода Q (рис. 4, a), при $d_1 = 0.00826$ м — в диапазоне от $40 \cdot 10^{-6}$ до $100 \cdot 10^{-6}$ м³/с, при $d_1 = 0.01045$ м — в диапазоне от $70 \cdot 10^{-6}$ до $100 \cdot 10^{-6}$ м³/с (рис. 4, b). Протяженность интервала возрастания функции $k(Q)$ увеличивается с возрастанием диаметра d_1 трубки b (рис. 2). При $d_1 = 0.00726$ м такой интервал отсутствует (рис. 4, a), при $d_1 = 0.00826$ м возрастание наблюдается только при нескольких минимальных значениях расхода, при $d_1 = 0.01045$ м интервал возрастания занимает большую часть диапазона изменения расхода Q (рис. 4, b). Причиной снижения эффективности силового воздействия струи газа при малых расходах может быть как форма воспринимающей поверхности, так и чрезмерные потери энергии струи. Влияние формы поверхности обосновано теоретически и подтверждается тем, что возрастание функции $k(Q)$ наблюдается при значениях отношения h/d_1 , не превышающих предельного значения, равного 0.6 для всех кривых, изображенных на рис. 4, b . Влияние потерь энергии струи подтверждается тем, что при увеличении расстояния H протяженность интервала возрастания функции $k(Q)$ увеличивается (рис. 4, b). Очевидно, что при малой скорости истечения газа из сопла молекулы легко теряют исходное направление движения и на больших расстояниях H интенсивность силового воздействия существенно снижается.

Графики, представленные на рис. 4, также наглядно характеризуют уменьшение силового воздействия вследствие частичного попадания струи в приемную трубку b (рис. 2). При значениях коэффициента k_d , больших 0.95 (см. таблицу), расстояние H слабо влияет на коэффициент k . Зависимости $k(Q)$ при $d_1 = 0.00726$ м и $H \leq 0.025$ м, а также при $d_1 = 0.00826$ м и $H \leq 0.030$ м аппроксимированы одними и теми же кривыми (рис. 4). В случае $k_d \leq 0.95$, напротив, наблюдается существенное снижение коэффициента k .

Наиболее сложным вопросом является эффект убывания зависимости $k(Q)$, заметно проявляющийся в большинстве случаев. Он может быть объяснен зависимостью диаметра струи от скорости истечения газа из сопла, удалением поверхности жидкости от сопла при увеличении расхода Q и зависимостью коэффициента ε сжатия от плотности ρ'_g газа перед соплом (см. формулу (7)). В ходе обработки экспериментальных данных было установлено, что математически описать интервал убывания функции $k(Q)$ наиболее удобно путем замены в уравнении (6) коэффициента ε на функцию $\varepsilon(P)$.

Поскольку коэффициенты k и ε взаимосвязаны, целесообразно для одного из них выбрать теоретическое значение, а значение другого получить на основании экспериментальных данных. Для коэффициента ε выбрана теоретическая зависимость (7). Значения коэффициента k для различных значений диаметра d_1 и расстояния H рассчитаны как среднее геометрическое значений k_i в

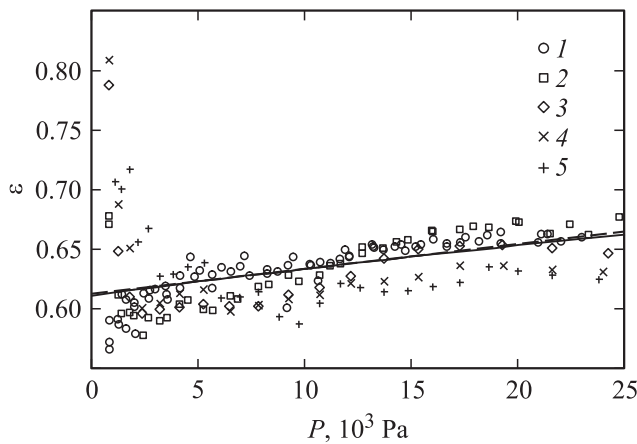


Рис. 5. Зависимости коэффициента сжатия ε от давления газа P перед соплом, d_1, m : 1 — 0.00726, 2 — 0.00826 ($H = 0.025, 0.030 \text{ m}$), 3 — 0.00826 ($H = 0.034 \text{ m}$), 4 — 0.00826 ($H = 0.040 \text{ m}$), 5 — 0.01045; сплошная линия — уравнение (7), штриховая — уравнение (20).

отдельном i -м наблюдении. Из соотношения (12) имеем

$$k = \sqrt[n]{\prod_{i=2}^n \frac{\pi d^2 \varepsilon(P_i) F_i}{4 \rho_g Q_i^2}}, \quad (18)$$

где n — число наблюдений величин F_i и Q_i при соответствующих значениях d_1 и H . Вычисления не производились для $i = 1$, так как $Q_1 = 0$. Значения P_i давления перед соплом рассчитаны по формуле (17) при $\varepsilon = \varepsilon_1$, значения F_i силового действия струи — по формуле (11). Полученные значения коэффициента k представлены в таблице.

На рис. 5 представлены зависимости коэффициента ε сжатия от давления P . Экспериментальные зависимости построены с использованием формулы, полученной из (6),

$$\varepsilon_i(P_i) = \frac{4k\rho_g Q_i^2}{\pi d^2 F_i}, \quad (19)$$

где значения k , рассчитанные по формуле (18), взяты из таблицы, а значения P_i получены по формуле (17). Сплошной линией изображена теоретическая зависимость (7), штриховой — зависимость

$$\varepsilon(P) = \varepsilon_0 + k_p P, \quad (20)$$

где $\varepsilon_0 = 0.612$, $k_p = 2.1 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}^{-1}$, полученная путем аппроксимации значений коэффициента ε , найденных по формуле (7), позволяющая заменить уравнение (7) в диапазоне изменения давления P от 0 до $25 \cdot 10^3 \text{ Pa}$ без значимой потери точности.

Анализ результатов исследований, представленных на рис. 5, позволяет установить, что экспериментальная зависимость $\varepsilon(P)$ соответствует теоретической зависимости (7). Для $d_1 = 0.00726 \text{ m}$ максимальное абсолютное отклонение экспериментальных данных от функции (20) составляет 0.048, стандартное отклонение — 0.015.

Очевидно, что реальная зависимость коэффициента ε сжатия от давления P перед соплом все же существует, несмотря на результаты, полученные по формуле (10). При этом уравнение (9) является удобной функцией для аппроксимации расходной характеристики турбулентного пневматического сопротивления [20]. При увеличении давления P и скорости истечения газа из сопла режим течения становится более хаотичным, происходит изменение плотности газа в выходном отверстии сопла, что приводит как к увеличению коэффициента сжатия, так и к возрастанию диаметра струи на ее основном участке. Такие выводы основываются на экспериментальных наблюдениях. В области малых скоростей истечения полученные результаты не противоречат теории турбулентных струй, так как режим истечения не является развитым турбулентным.

Подставив (20) в (6), получим уравнение

$$F(Q, P) = \frac{4k\rho_g Q^2}{\pi d^2 (\varepsilon_0 + k_p P)},$$

откуда после поочередной подстановки давления P и расхода Q из уравнения (17) получим более простые уравнения

$$F(Q) = \frac{4k\rho_g Q^2}{\pi d^2 \varepsilon_0 + k_p Q^2}, \quad (21)$$

$$F(P) = \frac{k\pi d^2 \mu_1^2 P}{2 \varepsilon_0 + k_p P}, \quad (22)$$

где

$$k_Q = \frac{8\rho_g k_p}{\pi^2 d^4 \mu_1^2} = 4.2 \cdot 10^6 \text{ s}^2/\text{m}^6,$$

$\mu_1 = \varphi_w \varepsilon_1 = 0.772$ — коэффициент расхода.

Среднее геометрическое скорректированных значений k' , представленных в таблице, составляет 1.134. Для соотношения d_H/d_1 диаметров струи и приемной трубки, не превышающего 1.5 ($k_d > 0.97$), среднее геометрическое значение коэффициента k составляет 1.142. С учетом того, что значение 1.134 получено с использованием значения $k' = 1.018$, которое существенно отличается от остальных, для дальнейших расчетов было принято $k = 1.14$. Описания данных таблицы какой-либо функциональной зависимостью $k(H/d)$ не проводилось, так как максимальное относительное отклонение значений коэффициента k' от значения 1.14 не превышает 5.3% (без учета $k' = 1.018$), чего вполне достаточно для проведения дальнейших исследований двухфазной системы „струя газа–жидкость“. В отношении справедливости формулы (8) результаты эксперимента не позволяют сделать каких-либо выводов. Тем не менее значение 1.14 для коэффициента k закономерно превышает значения, получаемые по формуле (8), так как в рассматриваемой системе струя взаимодействует с вогнутой поверхностью, для которой угол $\beta > 90^\circ$ (см. рис 1).

На рис. 6 представлены зависимости силы F действия струи от расхода Q газа в выходном отверстии сопла. Экспериментальные значения силы F , вычисленные по

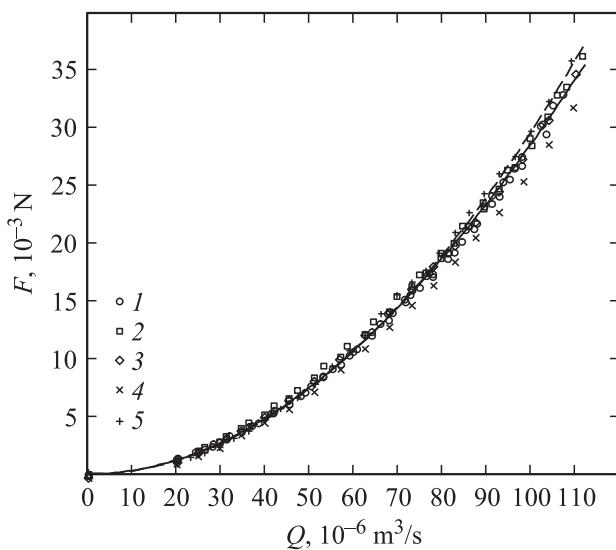


Рис. 6. Зависимости силы действия струи F от расхода газа Q в выходном отверстии сопла, $d_1, \text{м}$: 1 — 0.00726, 2 — 0.00826 ($H = 0.025, 0.030 \text{ м}$), 3 — 0.00826 ($H = 0.034 \text{ м}$), 4 — 0.00826 ($H = 0.040 \text{ м}$), 5 — 0.01045; сплошная линия — уравнение (21), штриховая — уравнение (6).

формуле (11), скорректированы путем деления на коэффициент k_d . Сплошная линия — график функции (21), штриховая — график функции (6), при построении которого использовано среднее значение коэффициента ε сжатия, равное 0.63.

Из графиков, представленных на рис. 6, видно, что экспериментальные данные с высокой точностью описываются как функцией (21), так и функцией (6) при любых значениях диаметра d_1 и расстояния H . Значения силы F , полученные по формулам (21) и (22), совпадают. Максимальное абсолютное отклонение экспериментальных данных от функции (21) составляет $2.3 \cdot 10^{-3} \text{ Н}$, от функции (6) — $3.8 \cdot 10^{-3} \text{ Н}$; стандартное отклонение экспериментальных данных от функции (21) — $0.67 \cdot 10^{-3} \text{ Н}$, от функции (6) — $0.87 \cdot 10^{-3} \text{ Н}$; относительная погрешность аппроксимации для функции (21) — 4.8%, для функции (6) — 6.2%. Без учета экспериментальных данных при $H = 0.040 \text{ м}$ относительные погрешности аппроксимации для функций (21) и (6) равны соответственно 2.9 и 4.7%.

Заключение

Результаты проведенных исследований подтверждают следующие теоретические предположения:

- сила F действия струи на поверхность жидкости пропорциональна квадрату расхода Q газа в выходном отверстии сопла и давлению P газа перед ним;
- существует зависимость коэффициента ε сжатия от давления P перед соплом, описываемая уравнениями (7) и (20);

— расстояние H от выходного отверстия сопла до поверхности жидкости и радиус R_0 углубления не оказывают значимого влияния на силу F .

Для определения силового воздействия струи газа на поверхность жидкости получены формулы (21) и (22). Определено экспериментальное значение коэффициента k формы углубления, равное 1.14. Формулы (21) и (22) могут быть существенно упрощены путем замены функциональных зависимостей их знаменателей на константы, соответствующие используемым диапазонам давлений и расходов.

Полученные результаты позволяют более точно математически описать процессы, происходящие в двухфазной системе „струя газа–жидкость“, что может быть использовано для теоретического анализа бесконтактных аэрогидродинамических методов и устройств контроля вязкости жидкостей.

Список литературы

- [1] Дерягин Б.В., Страховский Г.М., Мальшева Д.С. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. Вып. 2. С. 171–178.
- [2] Дерягин Б.В., Кусаков М.М., Крым К.С. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. Вып. 3. С. 266–279.
- [3] Дерягин Б.В., Карасев В.В. // Успехи химии. 1988. Т. 57. Вып. 7. С. 1110–1130.
- [4] Пат. 492787 СССР, G01N 11/08. Способ измерения вязкости жидкости по ее колебаниям / М.М. Мордасов, Ю.С. Шаталов. № 1940130/26–25. Заявл. 09.07.1973. Оpubл. 25.11.1975. Бюл. № 43. 2 с.
- [5] Галидра В.И., Мордасов М.М. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2000. Т. 66. № 6. С. 37–39.
- [6] Галидра В.И., Мордасов М.М. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2005. Т. 71. № 5. С. 34–38.
- [7] Пат. 2211444 РФ, G01N 11/16. Способ измерения вязкости жидкости по ее колебаниям / С.В. Мищенко, Д.М. Мордасов, М.М. Мордасов. № 2001115897/28. Заявл. 08.06.2001. Оpubл. 27.08.2003. Бюл. № 24. 2 с.
- [8] Гребенникова Н.М., Мордасов М.М. // Вестн. ТГТУ. 2005. Т. 11. № 1А. С. 81–87.
- [9] Мордасов М.М., Савенков А.П. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2008. Т. 74. № 2. С. 22–25.
- [10] Collins R.D., Lubanska H. // Brit. J. Appl. Phys. 1954. Vol. 5. P. 22–26.
- [11] Banks R.B., Chandrasekhara D.V. // J. Fluid. Mech. 1963. Vol. 15. Pt. 1. P. 13–34.
- [12] Turkdogan E.T. // Chem. Eng. Sci. 1966. Vol. 21. P. 1133–1144.
- [13] Hopkins D.F., Robertson J.M. // J. Fluid. Mech. 1967. Vol. 29. Pt. 2. P. 273–287.
- [14] Rosler R.S., Stewart G.H. // J. Fluid. Mech. 1968. Vol. 31. Pt. 1. P. 163–174.
- [15] Labus T.L., Aydelott J.C. NASA technical note TN D-6368. 1971 // NASA technical reports server. URL: <http://ntrs.nasa.gov/search.jsp>.
- [16] Мордасов Д.М. // Вестн. ТГТУ. 2004. Т. 10. № 3. С. 666–674.
- [17] Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960. 715 с.

- [18] *Гуревич М.И.* Теория струй идеальной жидкости. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: Наука, 1979. 536 с.
- [19] *Чугаев Р.Р.* Гидравлика. Изд. 4-е, перераб. и доп. Л.: Энергоиздат, 1982. 672 с.
- [20] *Залманзон Л.А.* Теория элементов пневмоники. М.: Наука, 1969. 508 с.
- [21] *Замараев Л.М., Локшин Б.Е., Поляков Л.В., Матафонов П.П.* // Заводская лаборатория. 1994. Т. 60. № 12. С. 40–42.
- [22] *Савенков А.П.* Бесконтактный струйный деформационный метод и устройство контроля вязкости жидкостей. Автореф. канд. дис. 05.11.13. Тамбов, 2009. 16 с.
- [23] *Нурок Г.А.* Гидромеханизация открытых разработок. М.: Наука, 1972. 264 с.
- [24] ГОСТ 28513–90. Материалы лакокрасочные. Метод определения плотности. М.: Изд-во стандартов, 1990. 8 с.
- [25] *Гетманский И.К., Бавика Л.И.* Методы испытаний водных растворов поверхностно-активных веществ. Обзор. Ч. I. М.: НИИТЭХИМ, 1965. 100 с.
- [26] *Кремлевский П.П.* Расходомеры и счетчики количества веществ. Справочник: Кн. 2. Изд. 5-е, перераб. и доп. СПб.: Политехника, 2004. 412 с.