

Исследование скорости водяных струй на выходе сопел с различной геометрией

© Л.С. Котоусов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: ROOT@POST.SPB.RU.

(Поступило в Редакцию 2 декабря 2004 г.)

Исследованы струи воды, ускоренные с помощью суживающихся сопел с разным профилем. Диаметр сопел 4.5...5 мм. Входные избыточные давления от $5 \cdot 10^3$ до $3.5 \cdot 10^5$ Па. Измерения скорости производились двумя независимыми методами: с помощью пружинного динамометра и с помощью микротурбины ковшового типа на холостом ходу. Обнаружен коэффициент усиления мощности струи до 4...4.5 единиц по отношению к входной мощности потока воды, задаваемой ее входным избыточным давлением и объемным расходом. Рассмотрены причины этого эффекта и источник дополнительной энергии. Применение уравнения Д. Бернулли в двухмерном представлении вместо стандартно используемого для сопел одномерного показывает отрицательное избыточное давление в срезе сопла и в струе. Газовыделение и кавитация увеличивают этот эффект из-за уменьшения плотности струи. В результате ускорение струи вызывается не только давлением на входе, но и снижением потенциальной энергии текущей среды за счет снижения ее абсолютного давления вплоть до уровня технического вакуума. Обжатие струи воздухом атмосферы и восстановление равновесного с воздухом давления в воде приводят в итоге к повышению кинетической энергии струи за счет внутренней энергии воздуха.

Все исследованные сопла были изготовлены так, что их входные сечения в 10–20 раз превышали сечения среза. Поэтому статическое входное давление отличалось от полного давления не более чем на 1%. Статическое давление измеряли с помощью образцового манометра, а при малых входных напорах для контроля использовали водный манометр.

Определим величину q как отношение удельной кинетической энергии струи на выходе из сопла к избыточной удельной потенциальной энергии текущей среды на входе

$$q = \frac{\bar{u}^2}{2p_1v_1} = \frac{\rho_1\bar{u}^2}{2p_1} = \frac{\dot{m}\bar{u}^2}{2p_1Q}. \quad (1)$$

Здесь p_1 — избыточное статическое входное давление, v_1 и $\rho_1 = 1/v_1$ — удельный объем и плотность среды на входе, \dot{m} — массовый расход, \bar{u} — средняя скорость струй и потока внутри сопла. При этом $Q = \dot{m}/\rho_1$, Q — объемный расход воды. Величину q можно трактовать как коэффициент преобразования энергии или мощности потока среды с помощью сопла. Он также имеет смысл относительного динамического (скоростного) напора струи, в который формально входит не плотность среды в струе, а ее плотность на входе в сопло.

Было исследовано более ста различных сопел: круглых и прямоугольных по сечению, прямых и кривых, с гладкими и ступенчатыми внутренними стенками, с круговым, овальным и кольцевым выходными каналами. Сечения выходного среза были от 0.1 до 5 см². Для сопел с относительно большим сечением были получены только отдельные результаты при давлениях на входе до 0.6 МПа избыточных. Для всех сопел при указанных выше входных давлениях измеренная нами величина q всегда оказывалась более 1, принятой в гидравлике

и гидромеханике для идеальных жидкостей, а иногда достигала 4.5. В этих опытах было также найдено, что круглые конические сопла наиболее эффективны, если их длина приблизительно равна входному диаметру. Отметим еще, что при прочих равных условиях кривые сопла могут быть эффективнее прямых.

Далее приведены результаты систематических исследований круглых сопел диаметром от 4.5 до 4.9 мм при входных давлениях до $3.6 \cdot 10^5$ Па (избыточных).

Для измерения средней скорости струи были применены совместно два новых метода: метод пружинного динамометра с учетом поправки на частично неупругий удар струи о лопасть динамометра, а также метод активной микротурбины в режиме холостого хода. Для сравнения использовали также известный метод определения скорости струи по ее диаметру и расходу.

Устройство для измерений (рис. 1) размещено на опоре, установленной над лотком. Дюритовый шланг $d_y = 25$ мм и длиной 3.5 м соединен с водопроводной системой гидравлического зала через регулировочный кран, а на другом конце — с патрубком $d_y = 22$ мм, горизонтальный и вертикальный отводы которого соединены с соплом либо с заглушкой. Входной диаметр сопел около 16 мм. Образцовый манометр на 4 atm подсоединен к вертикальному отводу на уровне 5 см ниже оси горизонтального отвода, а эта ось находится на уровне входа в манометр. На горизонтальном отводе крепятся сопла при измерении методом пружинного динамометра и при измерении диаметра струй, а на вертикальном — методом микротурбины на холостом ходу. Динамометр показан на рис. 1 в крупном масштабе. Его лопасть слегка вогнута, чтобы отражаемые от нее струйки разлетались в приблизительно нормальном направлении по отношению к налетающей струе.

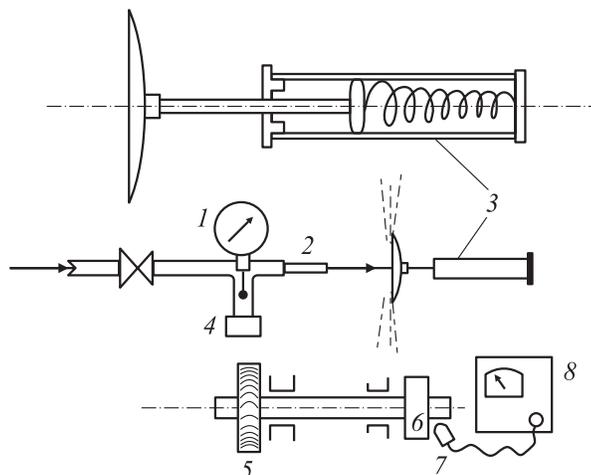


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 — образцовый манометр, 2 — сопло, 3 — динамометр, 4 — заглушка, 5 — микротурбина активного типа, 6 — колесо с меткой, 7 — светодиод, 8 — генератор низкой частоты ГЗ-102.

Среднюю скорость струи в месте установки лопасти динамометра рассчитывали по формуле, вытекающей из закона сохранения импульса,

$$\bar{u} = \frac{F}{\dot{m}} \cdot 1.4. \quad (2)$$

Здесь F — измеряемая сила воздействия струи; \dot{m} — массовый расход воды, который определяется через объемный расход Q . Величина Q измерялась путем сбора воды в широкогорлую (около 5 dm^2) и высокую (около 70 cm) емкость за определенное время в стационарном режиме.

При измерениях динамометр устанавливали на разных расстояниях от среза сопла, и небольшие отклонения лопасти от нормального по отношению к струе положения практически не влияли на измерение силы. Пружины динамометров имели различную упругость для измерения напора при разных входных давлениях. Это позволяло иметь максимальный разброс данных в пределах 10%, а доверительный интервал для случайной погрешности измерения средней скорости струи \bar{u} — в пределах 5%. Последний получен при случайных выборках не менее трех наблюдений. Динамометры градуировали при помощи разновесов, и учитывалась систематическая погрешность из-за установки его в горизонтальное положение при измерениях в отличие от вертикального при градуировке.

Коэффициент 1.4 в формуле (2) учитывает частично неупругое взаимодействие струи с лопастью. Мы нашли его путем сравнения результатов измерения скорости с помощью динамометра и микротурбины при малых p_1 , $0.5 \dots 3 \cdot 10^4 \text{ Pa}$. Микротурбина, имеющая средний радиус 5.0 cm в месте соударения струй диаметром $3.5 \dots 4.7 \text{ mm}$ с ее лопатками, приводила во вращение колесо с меткой, и частота оборотов ее вала определялась стробоскопически. Погрешность

однократного измерения частоты зависела от флуктуаций входного давления и не превышала 3%. Поправочный коэффициент 1.4 принят условно неизменным и в полном исследованном диапазоне входных давлений $0.5 \dots 36 \cdot 10^4 \text{ Pa}$. За среднюю скорость струи мы считаем окружную скорость микротурбины для точек с радиусом 5.0 cm . Разумеется, фактическая скорость всегда несколько выше, особенно при больших частотах вращения, из-за потерь холостого хода. Это означает, что численный коэффициент в формуле (2) также может быть немного выше. Отметим относительную простоту и надежность предложенного метода измерений скорости водяных струй и его пригодность для сопел с произвольным профилем и сечением среза, что было использовано нами в других экспериментах.

Для контроля применено известное устройство, задающее входное давление перед соплом с помощью водяного столба с верхним уровнем, открытым на атмосферу. Высота столба была 3.4 m , а его диаметр 85 mm , и за время измерения силы действия струи либо расхода уровень воды снижался лишь на 2 cm . Отметим здесь, что оба способа задания входного давления показали совпадающие результаты.

На рис. 2 представлены данные испытаний сопел в форме прямого кругового конуса с различным углом раствора, включая и $\theta = 180^\circ$, т.е. знаменитый по опыту Торричелли случай отверстия в тонкой стенке. При установке лопасти динамометра на расстоянии от 5 до 40 cm от среза для этой группы сопел получаем практически постоянные величины F . Приближение лопасти к срезу до расстояния в 1 cm давало постепенное снижение F на $20\text{--}30\%$. На рис. 2 приведены только данные для расстояний более 5 cm .

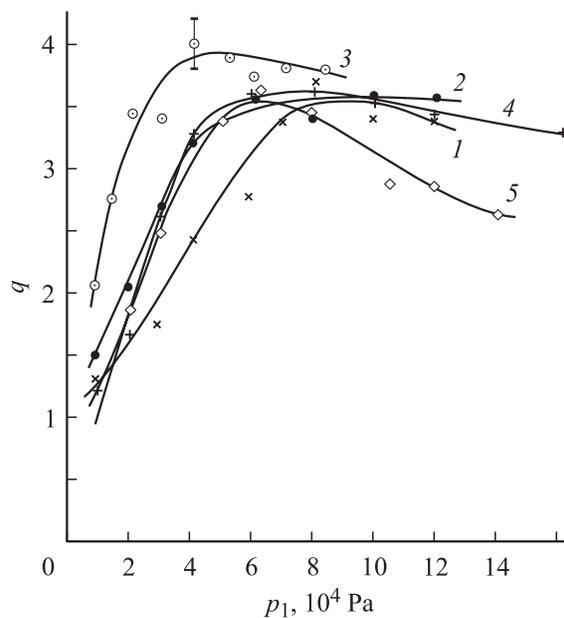


Рис. 2. Зависимость относительного скоростного напора струй воды от входного избыточного давления согласно формуле (1) для сопел в виде прямого кругового конуса с различным углом раствора θ : 1 — 180° , 2 — 130.4° , 3 — 90° , 4 — 34° , 5 — 16.6° .

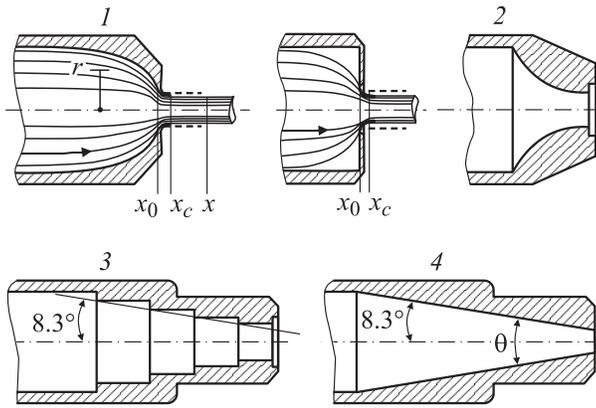


Рис. 3. Исследованные сопла. r — радиальная координата, x — осевая координата, x_0 и x_c относятся к поперечному сечению среза и к сжатому сечению соответственно. Штриховые линии ограничивают диаметр среза сопла d_0 .

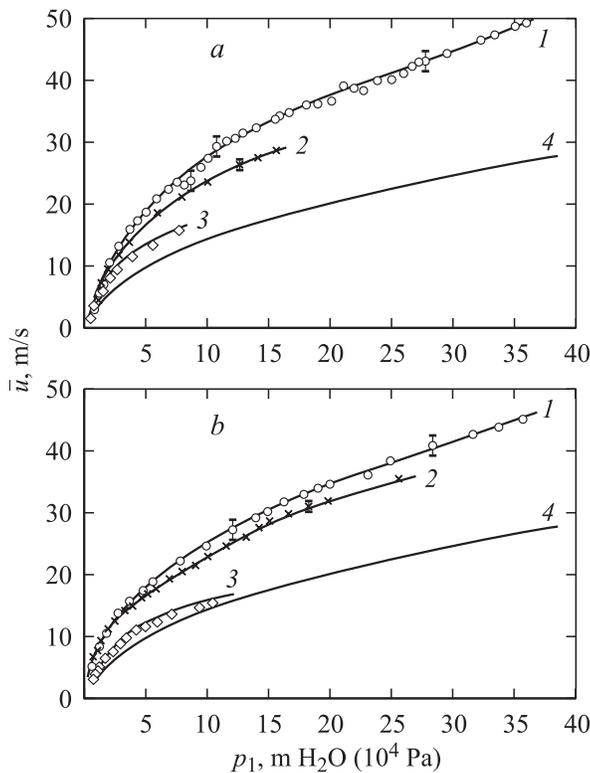


Рис. 4. Средние скорости струй на расстоянии L от сопла в зависимости от входного давления. a — сопло № 1, b — № 2. 1 — метод динамометра, $L = 5-50$ см; 2 — метод микротурбины, $L = 10$ см; 3 — по среднему диаметру струи в сжатом сечении; 4 — по уравнению Бернулли в одномерном представлении для идеальной воды.

Рис. 3–5 иллюстрируют влияние формы круглых сопел одинакового диаметра на скорость струй. На рис. 3 показаны эти сопла: № 1 — с возрастающей к выходу кривизной профиля, № 2 — короткое коноидальное, № 3 — ступенчатое, № 4 — коническое. Сопло № 3

имело такой же средний по длине угол раствора конуса, как и сопло № 4. Показан также качественный вид линий тока для сопла № 1 и отверстия в тонкой стенке, который следует из наших измерений статического давления по длине и радиусу сопел и в струе.

На рис. 4 приведены результаты измерения скорости струй для сопел № 1 и № 2. Кривые 4 получены путем расчета средней скорости в сжатом сечении струи по уравнению Бернулли в обычно принятом в гидравлике предположении, что в этом сечении статическое давление в струе равно атмосферному. При этом рассматривается обычно только одномерное, вдоль продольной оси сопла, изменение давления и скорости среды.

Сжатое сечение струи для сопел диаметром не более 5 мм находится на расстоянии не более 3 мм от среза, а для сопла № 1 и для отверстия в стенке — на расстоянии 1.5–2 мм. Для сопла № 1 диаметром $d_0 = 4.6$ мм сжатое сечение имеет диаметр 3.6 мм при пониженных входных давлениях и 3.8 мм при повышенных. При данном входном давлении струя далее имеет почти постоянный средний диаметр на расстоянии от сжатого сечения до 70 см. Затем от нее начинают отделяться очень мелкие брызги, прилегающие к ней и сопровождающие ее до входа в водосборник для измерения расхода. Вместе с тем ядро струи кажется слегка сужающимся на длине от 0.7 до 1.2 м, далее оно начинает постепенно расширяться.

Трение струи о воздух и эжекция воздуха струей влияют на измерение ее скорости. В данном эксперименте

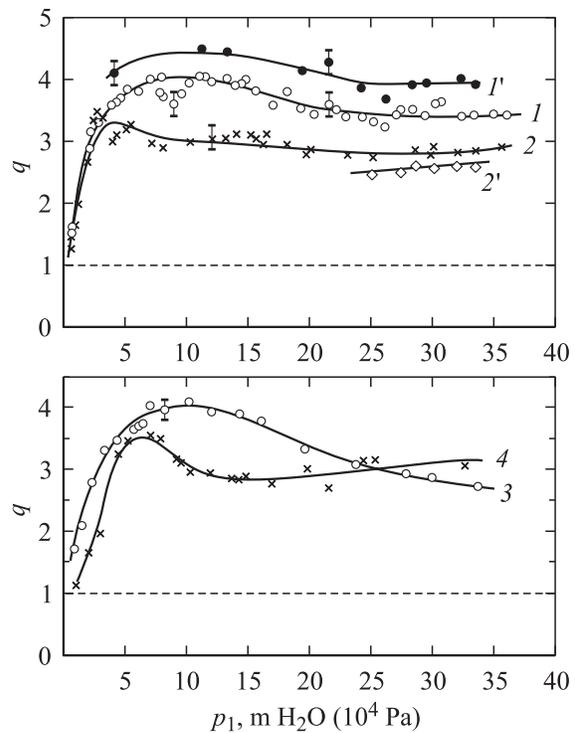


Рис. 5. Зависимость относительного скоростного напора струй от входного давления на расстоянии L от сопла. $L = 5-50$ см: 1 — сопло № 1, 2 — № 2, 3 — № 3, 4 — № 4; $L = 70-120$ см: 1' — сопло № 1, 2' — № 2.

при прочих равных условиях сила F оставалась постоянной при увеличении диаметра лопасти более 3 см. При снижении его до 2.2 и 1.3 см величина F снижалась соответственно на 5–6 и 10–12%.

На рис. 5 даны результаты измерения относительного скоростного напора q для этих сопел. Пунктир $q = 1$ соответствует обычному расчету для идеальных жидкостей. Для реальной, вязкой воды все действительные величины q лежат выше этой прямой, в то время как принято считать, что они должны располагаться ниже этой прямой, с учетом потерь.

Основные результаты измерений по данным рис. 2–5

1. Установлено, что для сопел, представленных на рис. 2, при температуре воды от 8 до 40°C величина q практически не зависит от температуры воды.

2. В опытах, результаты которых представлены на рис. 3–5, температура воды была в интервале 8–10°C. Установка лопасти динамометра производилась на расстояниях 5–150 см от среза сопла. Отдельные измерения делали и на расстояниях до 3 м по горизонтали. Скорость струй постоянна в пределах погрешности до расстояния 50 см для всех сопел, слегка возрастает на практически еще горизонтальном участке траектории (при повышенных входных давлениях) до 1.2 м для сопел № 1 и № 3 и слегка убывает для сопел № 2 и № 4. Далее для всех сопел и горизонтальная составляющая, и полный напор убывают.

3. Относительный скоростной напор q имеет размытый максимум на уровне 3.3–4.5 в области входных давлений 5–15 · 10⁴ Па для разных сопел, далее он немного спадает и равен 2.5–4.

4. По форме профиля сопло № 1 имеет большее гидравлическое сопротивление, чем сопло № 2, но оно оказывается энергетически более эффективным. Аналогично сопло № 3 должно иметь большее сопротивление, чем гладкое сопло № 4 с тем же средним углом наклона образующей профиля к оси сопла. Тем не менее сопло № 3 лучше.

5. Определение скорости струй путем измерения их диаметра и расхода воды допустимо с погрешностью не более 20% лишь при входных давлениях ниже 3 · 10⁴ Па.

6. Приводимый в различных руководствах по гидравлике (см. например, [1]) коэффициент потерь напора струи жидкости величиной 0.92–0.96 при взаимодействии с нормально установленной преградой без ссылки на экспериментальные данные представляется нам сомнительным. Еще более неправдоподобно предположение о равенстве скоростей струй, набегающих на лопасть и покидающих ее, при рассмотрении динамических свойств струи [2]. Исследование этих скоростей с помощью предложенной методики с динамометром позволило установить, что отлетающие от лопасти струи имеют скорость в среднем в 1.5 раза ниже, чем набегающая струя. Это также согласуется с поправочным коэффициентом в формуле (2).

Анализ причин высокого скоростного напора водяных струй из сопел

1. В действительности происходит уменьшение абсолютного статического давления в потоке внутри сопла и в струе вблизи среза сопла до уровня ниже атмосферного вследствие поворота течения и векторов ускорения и скорости элементарных струек в основном объеме среды, за исключением непосредственно приосевой части. Следовательно, в трубах переменного сечения и в соплах необходимо учитывать радиальную составляющую градиента статического давления, которая иногда может даже превышать осевую составляющую (здесь также заметим, что трение потока о стенку и увеличение кривизны образующей профиля сопла к его срезу также будут повышать указанную радиальную составляющую).

При анализе течения в трубах переменного сечения в руководствах по гидравлике и технической или теоретической гидромеханике [1,3–6] рассматривают движение среды в декартовых координатах. Это затрудняет оценку вклада перекрестных членов в проекциях уравнения движения на оси координат. Для наших круглых сопел поместим начало цилиндрической системы координат на оси симметрии сопла и направим координату x вдоль этой оси. Для стационарного течения в горизонтальном сопле относительно малого диаметра уравнение движения Эйлера для идеальной жидкости имеет вид

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -\nabla p, \quad (3)$$

где \mathbf{u} — скорость течения заданной (постоянной) элементарной массы среды.

При таких условиях уравнение (3) является точным независимо от постоянства или непостоянства плотности среды. Учтем равенство

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = \nabla \left(\frac{u^2}{2} \right) + \text{rot } \mathbf{u} \times \mathbf{u}. \quad (4)$$

При независимости параметров среды от азимута получаем

$$\text{rot } \mathbf{u} \times \mathbf{u} = \mathbf{e}_r u_x \left(\frac{\partial u_r}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial r} \right) + \mathbf{e}_x u_r \left(\frac{\partial u_x}{\partial r} - \frac{\partial u_r}{\partial x} \right). \quad (5)$$

Из (3)–(5) находим

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_r \frac{\partial u_x}{\partial r}, \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_x \frac{\partial u_r}{\partial x}. \end{aligned} \quad (6)$$

На рис. 3 представлены траектории элементарных струек для двух случаев: сопло № 1 и отверстие в тонкой стенке. Форма струи непосредственно наблюдается. Вид траекторий элементарных струек внутри сопла соответствует нашим данным по измерению статического давления в радиальном и продольном направлениях

с помощью миниатюрных датчиков из тонкостенных капилляров диаметром 0.8 mm. Применяли и статическую, и подвижную в обоих направлениях установки датчиков как внутри сопла, так и вне его. Измерения в струе возможны только при введении капилляра вдоль струи со стороны сопла. Наряду с этим непосредственно измеряли давление над струей вблизи среза, окружив ее камерой, как в водоструйном насосе, и вводя в стенку камеры обычный датчик статического давления. В данной статье опущены подробности этих измерений. Здесь существенно, что отрицательное избыточное давление может наблюдаться не только в струе, но и в потоке внутри сопла вблизи среза.

Вид траекторий на рис. 3 соответствует и тому факту, что в застойных зонах вблизи стенки отверстия измеренное статическое давление равно входному давлению, а на уровне радиуса отверстия в том же сечении избыточное давление стремится к нулю либо становится отрицательным.

Из рис. 3 видно, что внутри и вне сопла при всех x и r , кроме точек вблизи оси,

$$u_x, \frac{\partial u_x}{\partial x} > 0; \quad u_r, \frac{\partial u_r}{\partial r} < 0;$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial r} < 0, \quad \frac{\partial u_r}{\partial x} \leq 0.$$

Последняя производная отрицательна до среза и положительна после среза. Уже внутри сопла статическое давление уменьшается за счет зависимости u_x от x и u_r от r . Кроме того, влияют и перекрестные члены, причем вблизи среза $\partial u_r / \partial x \rightarrow 0$, а $u_r \partial u_x / \partial r$ дает существенный вклад в продольное снижение давления.

Для расчета снижения давления используем уравнения (3) и (4) в виде

$$\nabla \left(\frac{u^2}{2} \right) + \text{rot } \mathbf{u} \times \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho}. \quad (7)$$

Умножим левую и правую части (7) скалярно на орт линии тока \mathbf{u}/u [5] и получим

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{ds} + \frac{1}{2} \frac{d(u^2)}{ds} = 0. \quad (8)$$

При постоянстве плотности среды вдоль линии тока s из (8) устанавливают уравнение Бернулли для идеальной жидкости. Оно строго справедливо только для линии тока и то лишь при условии $\rho = \text{const}(s)$

$$\Delta p = -\frac{1}{2} \rho \Delta(u^2). \quad (9)$$

Пусть в первом приближении для воды $\rho = 1 \text{ kg/dm}^3$. Для примера рассмотрим сопло № 1 (рис. 3), диаметр которого $d_0 = 4.6 \text{ mm}$ и площадь сечения среза $\Omega_0 = 0.167 \text{ cm}^2$. При входном избыточном давлении 10^5 Pa и соответствующем расходе $Q = 198 \text{ cm}^3/\text{s}$ имеем среднюю компоненту скорости \bar{u}_{x_0} как $Q/\Omega_0 = 12 \text{ m/s}$.

Из вида линий тока, учитывая, что они наклонены к оси x в основной части сечения от 20 до 50° по форме профиля сопла, находим, что $\bar{u}_{r_0} \cong 10 \text{ m/s}$. Тогда по (9) $p_0 = (\Delta p)_0 + p_1 = -2.2 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ избыточных. Аналогично в сжатом сечении x_c , диаметр d_c которого при данном p_1 равен 3.7 mm, находим расчетное по площади сечения $\bar{u}_{x_c} = 18.6 \text{ m/s}$, а $p_c = -7.4 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ избыточных. В сжатом сечении здесь принято, что $\bar{u}_{r_c} = 0$, но фактически это не так, поскольку окружающий воздух не только возмущает струю из-за трения и эжекции, но и стремится сдвинуть ее в силу перепада статического давления.

2. При известных из опыта массовом расходе, средней скорости и среднем диаметре струи, которая особенно устойчива для исследованных сопел на расстоянии от сжатого сечения до 1 m от среза, получаем фактическое значение средней плотности струи по формуле

$$\bar{\rho} = \frac{\dot{m}}{\Omega \bar{u}}. \quad (10)$$

Для рассмотренного в пункте 1 примера на длине струи 5...50 cm при скорости $\bar{u} = 28.3 \text{ m/s}$ (рис. 4) находим $\bar{\rho} = 0.62 \text{ kg/dm}^3$. Полагая, что скорость струи в сечении x_c приблизительно равна ее скорости на интервале 5...50 cm, получаем из (9), что расчетное для идеальной воды значение $p_c = -1.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ избыточных или $-0.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ абсолютных. При этом плотность струи по формуле (10) в сечении x_c также приблизительно равна 0.62 kg/dm^3 . Однако в формулу (9) входит при строгом расчете не конечная, а средняя интегральная плотность воды, но она выше, чем ρ_c . Поэтому расчетное значение p_c еще ниже.

Для сопел № 1 и № 2 можно проследить за изменением плотности струй, сравнивая данные кривых 1 и 3 на рис. 4 и сопоставляя их с формулой (10). Они показывают, что даже при входных давлениях более $2 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ избыточных появляется значительная погрешность в определении скорости струй объемным методом, если полагать плотность струи такой же, как плотность воды в водосборнике, т.е. близкой к 1.0 kg/dm^3 .

3. Обсудим теперь роль газовой выделения и кавитации при разгоне потока воды в сопле и в струе. В силу малой растворимости азота и кислорода следует рассмотреть влияние растворенных обычно в водопроводной воде газов CO_2 и Cl_2 . Снижение абсолютного статического давления на линии тока от p_1 до p_0 или p_c к уровню существенно ниже атмосферного или даже до уровня технического вакуума и в динамическом режиме за короткое время проскока водой сопла должно приводить к началу газовой выделения. Данные о растворимости газов в воде [7] показывают, что, если в массе жидкости успевают выделиться хотя бы десятая доля газа от равновесной (по закону Генри), средняя плотность уменьшится на 10...20% от плотности гомогенной воды или водяного раствора газов. Это приводит к увеличению фактической средней скорости потока согласно формуле (10) и к значительному дополнительному снижению давления согласно выражению (9).

Кавитация представляет собой образование паровой фазы при течении жидкости. Ускорение само по себе может привести к частичному отрыву молекул либо кластеров воды друг от друга. Но при пониженном статическом давлении, близком к техническому вакууму, которое непосредственно наблюдалось нами, это явление интенсифицируется в силу локально равновесных фазовых закономерностей. За короткое, порядка сотых или тысячных долей секунды, время пролета водною сопла в предкавитационном и кавитационном режимах течения в пар может перейти, по-видимому, лишь очень малая часть жидкости из-за сопротивления фазового перехода. Однако даже одна миллионная доля массы воды, перешедшей в пар в объеме среды, может заметно изменить ее плотность. Рассмотрим для примера реальный случай, когда температура воды 8°C . При этом давление насыщенного пара равно 1070 Pa . Для парообразования давление в среде должно быть ниже. В опытах регистрировалось абсолютное давление в струе на уровне $500 \dots 150\text{ Pa}$ при входных избыточных давлениях около 10^5 Pa и выше.

Пусть к какому-либо сечению струи вблизи среза в пар успевают перейти 10^{-6} доля от заданной массы воды. Пренебрегая образованием кластеров в паре и рассматривая удельный объем v как механическую смесь жидкости и пара, т.е. отвлекаясь от понятия парциальных объемов и неидеальности смеси, получим

$$v = v_{\text{st}}10^6 + v_{\text{liq}}(1-10^{-6}). \quad (11)$$

Здесь v_{st} — удельный объем пара, рассматриваемого как идеальный газ, который при температуре 281 K и давлении 540 Pa равен около $240\text{ m}^3/\text{kg}$. Отсюда $v = 0.00124\text{ m}^3/\text{kg}$, а $\rho = 1/v = 0.80\text{ kg/dm}^3$. При переходе в пар $2 \cdot 10^{-6}$ части воды получим $\rho = 0.68\text{ kg/dm}^3$.

Таким образом, поток в сопле и струя воды „разбухают“ вследствие газовой выделению и кавитации.

4. Небольшое понижение температуры среды из-за начавшейся кавитации вызывает значительное дальнейшее снижение давления и поддержание кавитации. В условно адиабатическом режиме течения, полагая в первом приближении возможным локальное состояние термостатического равновесия, используем соотношение, вытекающее из первого начала термодинамики,

$$\Delta p_k = \frac{\rho c_p}{\alpha T} \Delta T_k. \quad (12)$$

Здесь α — изобарный коэффициент расширения воды, c_p — ее удельная теплоемкость, ΔT_k и Δp_k — соответственно снижение температуры среды при кавитации вследствие отбора теплоты парообразования и уменьшение давления. Если, как в предыдущем примере, в пар переходит 0.001 g на 1 kg воды, то $\Delta T_k = -0.0006\text{ K}$ при температуре воды $T = 282\text{ K}$. Мы приняли $\alpha = 6 \cdot 10^{-5}\text{ 1/K}$ для чистой воды, так как неизвестно значение α для гетерогенной среды вода–пар при ее плотности 0.80 kg/dm^3 . Тогда $\Delta p_k = -1.2 \cdot 10^5\text{ Pa}$.

Разумеется, следовало бы учесть неадиабатичность процесса, время релаксации среды к новому термостатическому состоянию и увеличение α при снижении плотности среды. Далее заметим, что практическое постоянство диаметра струй до расстояний 0.7 m от среза сопел означает, что нормальная составляющая напряжения, действующего на струю со стороны воздуха, как раз компенсирует возмущение струи касательными напряжениями. Последние будут превалировать там, где струя начинает заметно расширяться, т.е. на расстоянии $1.2\text{--}1.5\text{ m}$ от среза. Вместе с тем выравнивание давления по поперечнику струи происходит относительно медленно вследствие сравнительно низкой скорости распространения волны возмущения в двухфазной среде вода–воздух и вода–пар. Это — известный эффект Вуда [5].

Пусть приведенная оценка Δp_k преувеличена. Но, несомненно, дополнительное снижение статического давления из-за температурного эффекта при испарении является одним из важных факторов, усиливающих кавитацию и повышающих скорость струй.

5. Итак, воздух стремится обжать струю, имеющую пониженное статическое давление, после среза сопла. Это приводит к увеличению ее скорости, к поддержанию процессов газовой выделению, кавитации в приосевой части струи и т.д. На некоторой длине струи должно происходить постепенное выравнивание ее статического давления с давлением воздуха. По-видимому, полное выравнивание практически наступает там, где струя начинает заметно расширяться. Отметим здесь, что сопло № 2 в виде коноида с укороченной до 2 mm выходной цилиндрической частью не имеет явно выраженного сжатого сечения струи. Заметное нарастающее расширение струи для этого сопла наступает раньше, чем для остальных сопел.

Сходящиеся элементарные струйки для сопла № 1 и отверстия в стенке перед срезом сталкиваются друг с другом, т.е. обмениваются нормальными составляющими импульса. До среза эти импульсы гасит стенка сопла, а после среза — разность давлений между воздухом и струей. Следует также учитывать, что взаимодействие струй является частично неупругим.

Баланс энергии при ускорении воды в сопле

Имеются следующие вклады энергии в кинетическую энергию струи: 1) уменьшение потенциальной энергии водного потока в гомогенном и гетерогенном состояниях согласно уравнению Бернулли (9), в котором плотность следует понимать как среднюю интегральную плотность $\langle \rho \rangle$ на участке от входа в сопло до сжатого сечения; 2) уменьшение внутренней энергии окружающего струю воздуха атмосферы, которая расходуется на следующие действия: 2.1) преодоление нормальных компонентов импульса элементарных струек, сталкивающихся друг с другом на участке от x_0 до x_c , 2.2) сжатие струи

на участке от x_0 до x_c , 2.3) восстановление статического давления в струе до уровня давления атмосферы.

На технически полезном участке струи от 5 до 50 см от среза ее кинетическая энергия практически постоянна для рассмотренных сопел. Поэтому обменом энергией воздуха со струей здесь можно пренебречь, но в конечном итоге его следует учитывать. Рассмотрим пример. Для сопла № 1 при $p_1 = 10^5$ Па избыточное измерено: $\dot{m} = 0.198$ кг/с, $d_0 = 4.6$ и $d_c = 3.7$ мм, $\rho_1 = 1.00$ и $\rho_c = 0.62$ кг/дм³, $p_c = -0.995 \cdot 10^5$ Па. Мощность струи $N = \dot{m}\bar{u}^2/2 = 80$ Вт. Вклады в мощность струи: $N_1 = \dot{m}(p_1 - p_c)/\langle\rho\rangle = 50$ Вт, если принять $\langle\rho\rangle = 0.8$ кг/дм³; $N_{2,1} \cong (\text{tg } 30^\circ)\dot{m}\bar{u}^2/4 = 13.2$ Вт. Здесь учтены потери импульса при столкновении струй. Средний полуугол схождения струй взят равным 30° . Если он равен 35° , то $N_{2,1} = 19.5$ Вт. Считая давление воздуха $p_B = 10^5$ Па,

$$N_{2,2} \cong \frac{\pi(d_0^2 - d_c^2)}{4} \cdot \frac{\bar{u}_c + \bar{u}_0}{2} p_B,$$

при этом противодействие струи сжатию определяется нормальной составляющей динамического напора струи, так как абсолютное статическое давление в ней здесь очень малое.

В сумме N_1 , $N_{2,1}$ и $N_{2,2}$ дают $75.2 \dots 81.5$ Вт. Качественное и числовое согласие с балансом энергии имеет место. То же относится и к другим параметрам для сопла № 1, а также к другим соплам.

Представляет интерес реактивная сила отдачи струи воды из сопла в воздух. На опыте она близка к расчетной величине для идеальной жидкости, если скорость на срезе сопла рассчитывать по уравнению Бернулли в одномерном приближении, предполагая, что статическое давление в струе на срезе близко к атмосферному. Но понимание действительных свойств струи позволяет увеличивать силу отдачи при добавлении к соплу простого приспособления. Это проверено экспериментально и будет рассмотрено в другом месте.

Обратим также внимание на то, что кажущийся высоким по сравнению с воздушной турбиной собственный КПД ковшовой гидротурбины фактически обязан возрастанию мощности потока воды в сопле, питающем турбину. Скорость водяной струи из этого сопла нигде не проверялась экспериментально, а рассчитывалась по уравнению Бернулли в одномерном представлении.

В заключение следует подчеркнуть, что в известной нам литературе нет данных по непосредственному измерению средней скорости струй воды с поперечным размером в несколько миллиметров при скоростях струй более 10 м/с. Приводимые в [8] данные относятся к потокам в трубах в крупных энергетических установках. Нам не удалось измерить скорость струи с помощью трубки Пито, поскольку введение капилляра навстречу струе вызывает проскок воздуха с атмосферным давлением ко входу в капилляр (именно потому, что в струе отрицательное избыточное давление) и к искажению локальных параметров струи.

Для течения в соплах либо течения перед насадками или отверстиями в стенках общепринято применение уравнения Бернулли в одномерном приближении. Из данного исследования вытекает, что в потоках жидкости с переменным сечением этого делать нельзя, а статическое давление в сжатом сечении всегда ниже атмосферного давления либо давления в окружающей среде.

Проведены аналогичные исследования с воздухом вместо воды, и для измерения скорости потока и струи применили трубку Пито. Для воздуха также коэффициент преобразования мощности потока q больше 1 и может достигать более чем 1.3 вблизи критических параметров течения и в сверхзвуковом потоке. Однако этот коэффициент существенно ниже, чем у воды.

Автор приносит благодарность заведующему кафедрой гидравлики Санкт-Петербургского государственного политехнического университета А.Д. Гиргидову и заведующему лабораторией кафедры В.П. Троицкому за содействие в проведении испытаний со струями воды.

Список литературы

- [1] *Агроскин И.И., Дмитриев Г.Т., Пикалов Ф.И.* Гидравлика. М.; Л., 1964. 352 с.
- [2] *Эдель Ю.У.* Ковшовые гидротурбины. М.; Л., 1963. 212 с.
- [3] *Чугаев Р.Р.* Гидравлика. Л., 1982. 672 с.
- [4] *Повх И.Л.* Техническая гидромеханика. Л., 1976. 502 с.
- [5] *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М., 1978. 840 с.
- [6] *Гиргидов А.Д.* Техническая механика жидкости и газа. СПб., 1999. 394 с.
- [7] *Бродский А.И.* Физическая химия. Т. 2. М.; Л., 1948. 510 с.
- [8] *Бергман Л.* Ультразвук и его применение в науке и технике. М., 1956. 726 с.