

Приведенные выше результаты, естественно, могут быть получены на основе решения уравнения гидравлического удара (7.19) при соответствующих граничных условиях на линии  $x = L$ . При нелинейном изменении скорости в трубопроводе у задвижки при ее закрытии (или открытии) также целесообразно использовать решение системы дифференциальных уравнений гидравлического удара.

В случае, когда  $t_T \ll t_p$ , а скорость  $v_0$  уменьшается со временем нелинейно, максимальное повышение гидродинамического давления у задвижки существенно зависит от  $dv_0/dt$  и может возникнуть не обязательно в начале процесса закрытия задвижки.

## ГЛАВА 8

# ИСТЕЧЕНИЕ ИЗ ОТВЕРСТИЙ И НАСАДКОВ

## 8.1. Основные понятия

Рассмотрим установившееся истечение жидкости через круглое отверстие диаметром  $D$  в стенке резервуара (рис. 8.1). В плоскости отверстия движение резкоизменяющееся, но на небольшом расстоянии от этой плоскости, равном приблизительно  $0,5D$ , движение становится плавноизменяющимся. Ближайшее к плоскости отверстия поперечное сечение потока, в котором движение плавноизменяющееся, называется *сжатым сечением* и обозначается с—с. Сжатие называется совершенным, если струя формируется только под влиянием плоской стенки резервуара, в которой имеется отверстие. Для этого другие стенки резервуара должны быть удалены от кромок отверстия на расстояние  $a \geq 3D$ .

Отверстие называется *малым*, если: а) неравномерностью распределения скорости в сжатом сечении можно пренебречь (т.е., например, считать  $u_A = u_B$  с точностью до 5%) и б) скорость движения жидкости в резервуаре пренебрежимо мала, так что скоростным напором, рассчитанным по средней скорости движения жидкости в резервуаре, можно пренебречь по сравнению со скоростным напором в сжатом сечении. Для выполнения первого условия достаточно, чтобы  $D \sin \alpha < H/10$ , а для выполнения второго —  $\Omega > 4\omega$ , где  $\Omega$  — площадь сечения резервуара,  $\omega$  — площадь отверстия.

Если к круглому отверстию присоединить трубу (рис. 8.2), то при достаточной длине трубы в ней будет иметь место напорное движение жидкости, так что выходное сечение трубы совпадет с поперечным сечением потока. Напорная труба, присоединенная к малому отверстию, в которой потерями напора по длине можно пренебречь по сравнению с местными потерями, называется *насадком*. Здесь обычно следует учитывать только местную потерю напора на вход в трубопровод. Насадки могут быть как цилиндрическими, так и коническими (сходящимися и расходящимися). Характерной особенностью насадков является наличие зоны пониженного давления (вакуума) в области сжатого сечения транзитной

струи. Для того чтобы не возникли разрывы сплошности в потоке внутри насадка, необходимо, чтобы  $(h_{\text{вак}})_{\text{max}} < (h_{\text{вак}})_{\text{доп}} = (6-7)$  м вод. ст. В случае цилиндрических насадков поток в трубе будет напорным при  $\ell > 3D$ . Потерями напора по длине можно пренебречь, если  $\ell < 8D$ , где  $\ell$  — длина насадка.

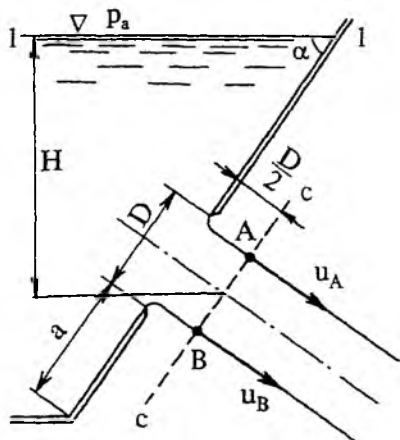


Рис. 8.1. Истечение из отверстия в атмосферу

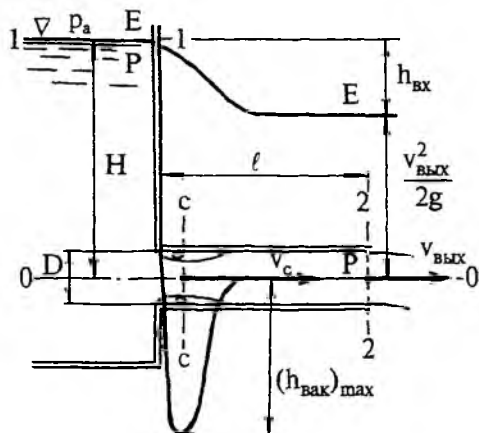


Рис. 8.2. Истечение из внешнего цилиндрического насадка в атмосферу (насадка Вентури)

Важной особенностью течения жидкости внутри насадка является то, что площадь сжатого сечения транзитной струи равна площади сжатого сечения при истечении из отверстия того же диаметра в атмосферу, т.е. кинематика струи на участке сжатия в обоих случаях одинакова.

Для уменьшения потерь напора на вход в насадок иногда делают скругление стенок в месте присоединения насадка к резервуару (например, очерчивают их по поверхности струи на участке сжатия); такие насадки называют *коноидальными*.

## 8.2. Формулы для скорости и расхода при истечении из отверстий и насадков

Рассмотрим истечение жидкости в атмосферу из отверстия в вертикальной стенке (рис. 8.3) при постоянном заданном уровне воды в резервуаре. Для определения расхода жидкости воспользуемся уравнением Бернулли в соответствии со схемой, изложенной в разд. 6.2.

1. Намечаем два сечения: 1—1 и с—с.
2. Плоскость сравнения 0—0 проводим через центр тяжести сечения с—с.
3. Уравнение Бернулли представим в виде

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_c + \frac{p_c}{\gamma} + \frac{\alpha_c v_c^2}{2g} + h_{\Gamma_{1-c}}. \quad (8.1)$$

4. В этом уравнении  $z_1 = H$ ;  $p_1 = p_c = p_a$ ;  $v_1 = 0$ ;  $z_c = 0$ ; кроме того, примем  $\alpha_1 = \alpha_c = 1,0$ ;  $v_c$  — неизвестная величина;  $h_{\Gamma_{1-c}} = \zeta_{1-c} \frac{v_c^2}{2g}$ ;  $\zeta_{1-c}$  — коэффициент потерь напора на сжатие струи (согласно экспериментальным данным  $\zeta_{1-c} = 0,06$ ).

5. Подставляя полученные результаты в уравнение Бернулли (8.1), после простых преобразований получаем

$$v_c = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{1-c}}} \sqrt{2gH} = \varphi_0 \sqrt{2gH}, \quad (8.2)$$

где  $\varphi_0$  — коэффициент скорости отверстия:

$$\varphi_0 = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{1-c}}} = 0,97. \quad (8.3)$$

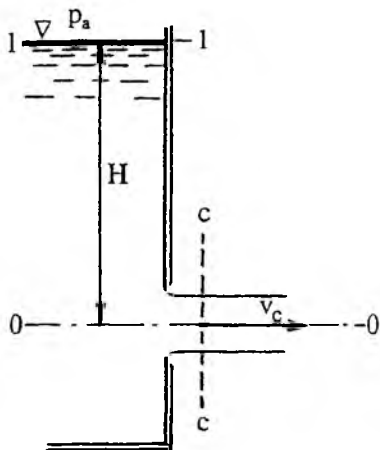


Рис. 8.3. Расчетная схема истечения из отверстия

Для того чтобы найти расход согласно формуле

$$Q = v_c \omega_c, \quad (8.4)$$

необходимо знать площадь сжатого сечения  $\omega_c$ ; ее обычно выражают через площадь отверстия  $\omega$ :

$$\omega_c = \varepsilon \omega, \quad (8.5)$$

где  $\varepsilon$  — коэффициент сжатия струи.

Экспериментальные исследования и теоретические решения задачи об истечении из отверстия, основанные на модели потенциального течения невязкой жидкости (см. гл. 14), показали, что значение  $\varepsilon$  в случае совершенного сжатия колеблется в небольших пределах, так что для практических расчетов можно принять

$$\varepsilon = 0,62 - 0,64. \quad (8.6)$$

Подставляя (8.2) и (8.5) в (8.4), получаем формулу для расхода в виде

$$Q = \varphi_0 \sqrt{2gH} \cdot \varepsilon \omega = \mu_0 \omega \sqrt{2gH}, \quad (8.7)$$

где  $\mu_0 = \varepsilon \varphi_0 = 0,61$  — коэффициент расхода отверстия.

Проведем аналогичные рассуждения для случая истечения из внешнего цилиндрического насадка (насадка Вентури). В качестве расчетных сечений при записи уравнения Бернулли можно выбрать (см. рис. 8.2) свободную поверхность воды в резервуаре и выходное сечение патрубка, в котором давление можно считать равным атмосферному. В результате использования уравнения Бернулли по приведенной выше схеме получим формулу для скорости в выходном сечении насадка:

$$v_{\text{вых}} = \sqrt{1/(1 + \zeta_{1-2})} \sqrt{2gH} = \varphi_n \sqrt{2gH}, \quad (8.8)$$

где  $\zeta_{1-2} = \zeta_{\text{вх}}$  — коэффициент потери напора на вход в трубопровод (т.е. на сжатие потока до сечения с—с и на расширение его до размеров, определяемых поперечным сечением патрубка; эксперименты показали, что  $\zeta_{\text{вх}} = 0,5$ );  $\varphi_n$  — коэффициент скорости насадка;  $\varphi_n = 0,82$ .

Формула расхода из насадка имеет вид

$$Q = v_{\text{вых}} \omega = \varphi_n \sqrt{2gH} \omega = \mu_n \omega \sqrt{2gH}, \quad (8.9)$$

где  $\mu_n = \varphi_n = 0,82$  — коэффициент расхода насадка.

В случае внутреннего цилиндрического насадка (насадка Борда), представленного на рис. 8.4, потери напора на вход в трубопровод больше, так как имеет место большее сжатие потока. При этом коэффициент потерь напора на вход в трубопровод  $\zeta_{\text{вх}}^{(Б)} = 1,0$ , а скорость и расход можно вычислять по формулам (8.8) и (8.9), принимая  $\mu_{\text{н}}^{(Б)} = \varphi_{\text{н}}^{(Б)} = 0,71$ .

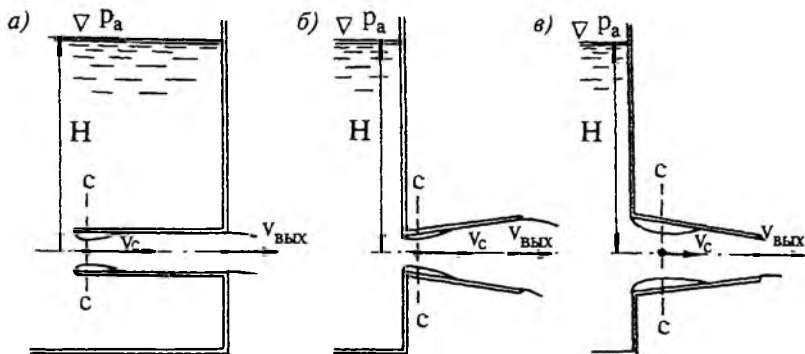


Рис. 8.4. Различные виды насадков:

- a* — внутренний цилиндрический насадок (насадок Борда);  
*б* — конический расходящийся насадок; *в* — конический сходящийся насадок

Как видно из приведенных выше зависимостей, несмотря на то, что потери напора в цилиндрических насадках больше, чем при истечении из отверстия, и скорость на выходе из насадка соответственно меньше ( $\varphi_{\text{н}} = 0,82$  против  $\varphi_0 = 0,97$ ), расход из насадка оказывается больше, чем расход из отверстия ( $\mu_{\text{н}} = 0,82$  против  $\mu_0 = 0,61$ ). Это объясняется тем, что в насадке в сжатом сечении имеет место давление меньше атмосферного ( $p_c < p_a$ ). Если записать уравнение Бернулли для сечений 1—1 и с—с для потока в случае насадка, то получим

$$v_c = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{1-c}} \left( 2g \left( H + \frac{p_a - p_c}{\gamma} \right) \right)} = \varphi_0 \sqrt{2g(H + (h_{\text{вак}})_{\text{max}})}, \quad (8.10)$$

где  $\zeta_{1-c}$  в случае внешнего цилиндрического насадка и отверстия одинаковы, так как относительное сжатие и кинематика потока на участке от сечения 1—1 до сечения с—с в обоих случаях одинаковы. Следовательно, согласно (8.10) в сжатом сечении потока в насадке скорость больше, чем в сжатом сечении при истечении из отверстия. А так как площади сжатых сечений  $\omega_c$  одинаковы (вследствие одинаковой кинематики), то расход из насадков больше, чем из отверстия. Иногда говорят, что вакуум в насадке оказывает “подсасывающее” воздействие на поток.

Величину вакуума можно оценить, связав уравнением Бернулли сечения с—с и 2—2 и приняв, что потери напора на этом участке можно вычислить по формуле Борда

$$z_c + \frac{p_c}{\gamma} + \frac{\alpha_c v_c^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_{f_{c-2}}, \quad (8.11)$$

где  $z_c = z_2$ ,  $\frac{p_2 - p_c}{\gamma} = \frac{p_a - p_c}{\gamma} = (h_{\text{вак}})_{\text{max}}$ ,  $v_2 = v_{\text{вых}}$ ,

$$v_c = \frac{v_{\text{вых}}}{\varepsilon_{c-2}}, \quad h_{c-2} = \frac{(v_c - v_{\text{вых}})^2}{2g}, \quad \alpha_c = \alpha_2 = 1,0.$$

Подставляя эти выражения в (8.11), найдем

$$(h_{\text{вак}})_{\text{max}} = \frac{v_{\text{вых}}(v_c - v_{\text{вых}})}{g} = \frac{v_{\text{вых}}^2}{g} \left( \frac{1}{\varepsilon_{c-2}} - 1 \right). \quad (8.12)$$

Выразив  $v_{\text{вых}}$  через  $H$  согласно (8.8) и учитывая, что в случае цилиндрического насадка площади входного и выходного сечений патрубка равны и, следовательно,  $\varepsilon_{c-2} = \varepsilon = 0,63$ , получим

$$(h_{\text{вак}})_{\text{max}} = 0,79 H. \quad (8.13)$$

Это значение  $(h_{\text{вак}})_{\text{max}}$  и объясняет [см. зависимость (8.10)] то, что расход из внешнего цилиндрического насадка на 30—35% больше, чем из отверстия того же диаметра.

### 8.3. Истечение через нецилиндрические насадки

Перейдем к рассмотрению истечений из резервуара через простейшие нецилиндрические насадки — конический сходящийся (*конфузорный*) и конический расходящийся (*диффузорный*) (см. рис. 8.4). Для оценки скорости и расхода в случае таких насадков будем сопоставлять их с внешним цилиндрическим насадком (см. рис. 8.2), имеющим диаметр, равный диаметру отверстия в стенке резервуара, к которому присоединены насадки.

Если принять во внимание, что согласно формуле Борда местные потери напора тем больше, чем больше относительное расширение транзитной струи, то очевидно, что в расходящемся насадке потери будут больше, чем в цилиндрическом, а в сходящемся меньше, и, следовательно, скорость истечения (т.е. скорость в выходном сечении) из сходящегося насадка согласно (8.8) будет больше, чем из цилиндрического, а из расходящегося соответственно меньше.

Для того чтобы сравнить расходы, необходимо рассмотреть скорость жидкости в тех сечениях, в которых поперечные сечения потока одинаковы. В данном случае такими являются сжатые сечения. Легко видеть с помощью (8.10), что скорости в этом сечении тем больше, чем больше величина максимального вакуума в насадке  $(h_{\text{вак}})_{\text{max}} = (p_a - p_c)/\gamma$ . В то же время согласно (8.12)  $(h_{\text{вак}})_{\text{max}}$  тем больше, чем больше относительное расширение струи. Следовательно, скорость в сжатом сечении конического расходящегося насадка будет больше скорости в сжатом сечении цилиндрического насадка, и поэтому расход жидкости из первого насадка будет больше, чем из второго.

Из аналогичных рассуждений следует, что расход из конического сходящегося насадка меньше расхода из цилиндрического. Таким образом

$$Q_{\text{расх}} > Q_{\text{цил}} > Q_{\text{сх}}; \quad (8.14)$$

$$(v_{\text{вых}})_{\text{расх}} < (v_{\text{вых}})_{\text{цил}} < (v_{\text{вых}})_{\text{сх}}. \quad (8.15)$$

Неравенства (8.14) справедливы лишь для случая, когда насадки присоединены к отверстиям с одинаковыми диаметрами. Если, например, сходящийся насадок (см. рис. 8.4) имеет диаметр выходного отверстия, равный диаметру цилиндрического насадка, то неравенства (8.15) остаются справедливыми, но расход из сходящегося насадка будет больше, чем из цилиндрического, так как площади их выходных сечений одинаковы, а скорость истечения из сходящегося насадка больше.

Как уже отмечалось в разд. 5.13, при расширении турбулентного потока интенсивность турбулентности (т.е. отношение стандарта пульсационной скорости к осредненной продольной скорости) возрастает; в потоке в коническом расходящемся насадке (*диффузоре*) пульсационная скорость может настолько возрасти, что на выходе станет соизмеримой с осредненной скоростью. При истечении в атмосферу из такого насадка компактной струи не наблюдается, она быстро разваливается на совокупность “комков” и капель жидкости. Напротив, на конфузорных участках пульсации скорости уменьшаются, и поэтому на выходе из конического сходящегося насадка наблюдается струя с гладкой свободной поверхностью; такая струя слабо взаимодействует с окружающим воздухом и на большом расстоянии от выходного сечения остается компактной.

#### 8.4. Истечение через отверстия и насадки “под уровень”

При истечении из отверстий и насадков под уровень (рис. 8.5) в качестве расчетных сечений для использования уравнения Бернулли следует принять свободные поверхности в питающем и питаемом резервуарах, а потери напора выразить через скоростные напоры в тех же сечениях, что и в случае истечения в атмосферу ( $v_c^2/2g$  для отверстия и  $v_{\text{вых}}^2/2g$  для насадка). Обратим внимание на то, что скоростной напор в сечении 2—2 равен нулю, а дополнительная потеря напора на выход в

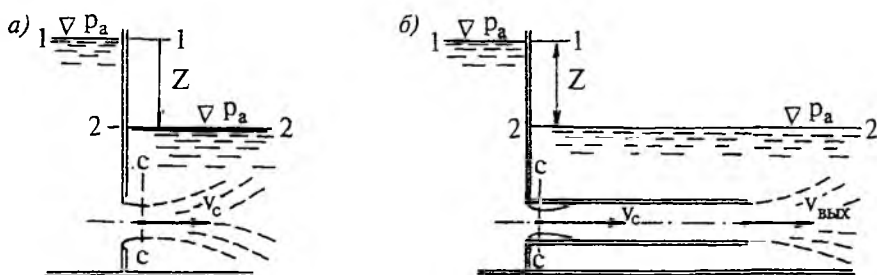


Рис. 8.5. Истечение из отверстия (а) и из насадка (б) “под уровень”

резервуар численно равна скоростному напору. Вследствие этого, как легко видеть, не только формулы для скорости и расхода при истечении под уровень будут иметь тот же вид, что и при истечении в атмосферу, но и численные значения коэффициентов расхода и скорости окажутся такими же. Значение максимального вакуума в насадке уменьшится на величину заглубления сжатого сечения потока под уровень воды в питаемом резервуаре.

Из вышеизложенного следует, что в случае истечения под уровень в соответствующие формулы для скорости и расхода, полученные для истечения в атмосферу, вместо  $H$  следует подставлять  $Z$  — разность уровней в питающем и питаемом резервуарах (см. рис. 8.5).

### 8.5. Примеры использования нецилиндрических насадков

Свойства насадков создавать в сжатом сечении вакуум, оказывающий “подсасывающее” воздействие на часть потока, расположенную от него выше по течению, используется в гидромашиностроении для увеличения коэффициента полезного действия лопастных гидротурбин. За камерой рабочего колеса турбины (рис. 8.6) устанавливают расходящийся (диффузорный) насадок, называемый отсасывающей трубой. Давление, которое имеет место на выходе из камеры рабочего колеса при

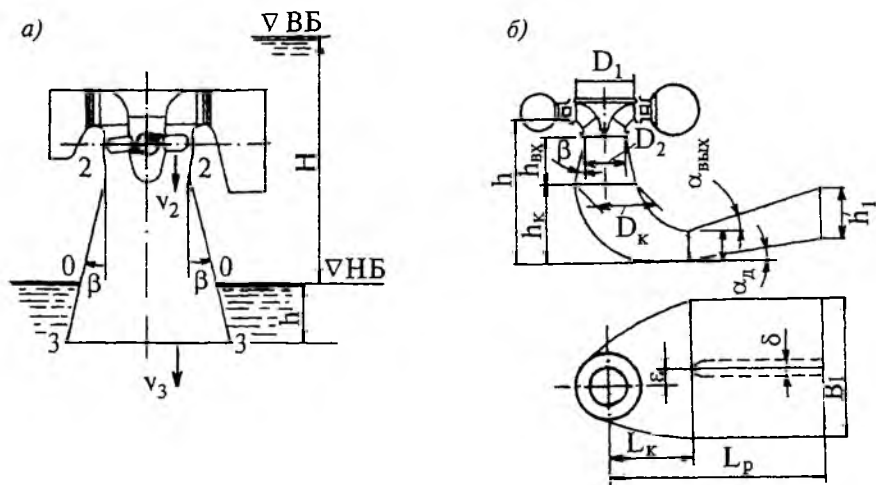


Рис. 8.6. Конический расходящийся насадок — отсасывающая труба вертикальной гидротурбины: а — прямая; б — изогнутая

наличии отсасывающей трубы, меньше давления, которое определяется уровнем воды в нижнем бьефе ГЭС. В результате эффективный перепад давления на рабочем колесе оказывается больше, чем тот, который обеспечивается разностью уровней воды в верхнем и нижнем бьефах. Это приводит к увеличению механической мощности, получаемой гидроагрегатом от потока воды, проходящей через него. Устройство отсасывающей трубы тем более эффективно, чем меньше напор на гидроагрегате, так как на высоконапорных ГЭС добавка к напору за счет отсасывающей трубы (измеряемая, как правило, единицами метров вод. ст.) может оказаться незначительной.

При использовании отсасывающей трубы следует иметь в виду следующие ограничения.

А. Поток не должен отрываться от стенок трубы, образование водоворотных областей должно быть исключено. Это необходимо как для уменьшения потерь напора в потоке, так и для исключения отрицательного воздействия крупномасштабных пульсаций давления, возникающих при образовании отрывных течений, на рабочее колесо турбины.

Для этого угол конусности  $\beta$  отсасывающей трубы (см. рис. 8.6,а) не должен превышать  $7-9^\circ$ .

Б. Низкое давление (вакуум) на выходе из камеры рабочего колеса может привести к кавитации и ухудшению рабочих характеристик гидроагрегата. Уменьшения вакуума (при сохранении эффекта отсасывающей трубы) можно добиться за счет давления со стороны нижнего бьефа, если понизить геодезическую отметку выходного сечения камеры рабочего колеса. Для уменьшения объема выемки грунта под гидроагрегатом отсасывающую трубу у турбин с вертикальной осью делают изогнутой (рис. 8.6,б).

Типичным примером использования конического сходящегося насадка является наконечник пожарного шланга — брандспойт (рис. 8.7). Чтобы для тушения пожара подать воду на высоту  $H$  в несколько десят-

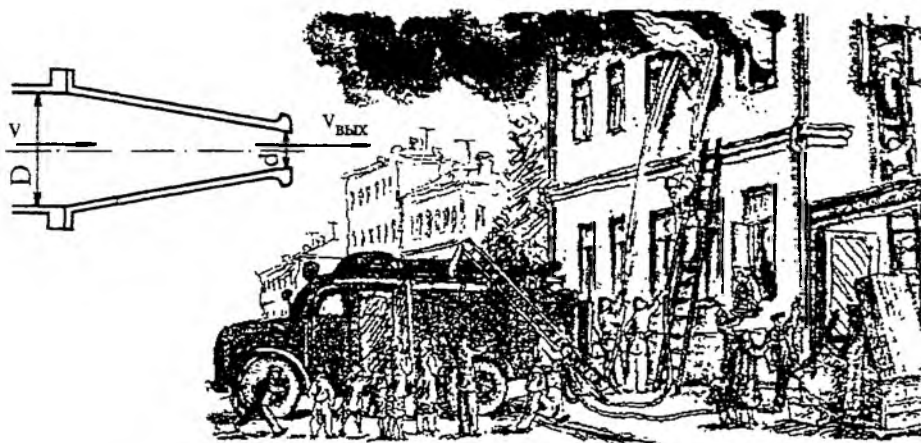


Рис. 8.7. Конический сходящийся насадок — наконечник пожарного шланга — брандспойт

ков метров, струя на выходе из насадка должна иметь скорость  $v > \sqrt{2gH}$  (или скоростной напор  $v^2/2g > H$ ). Если бы шланг имел диаметр  $D$ , равный диаметру выходного отверстия  $d$  (обычно  $d < 2$  см), то при его длине более  $1000 D$ , что составляет всего около 20 м, потери по длине в нем превышают:

$$h_\ell = \lambda \frac{\ell}{D} \frac{v^2}{2g} \approx 0,03 \frac{1000 D}{D} \cdot \frac{v^2}{2g} = 30 \frac{v^2}{2g}.$$

Таким образом, более 97% мощности пожарного насоса уходило бы на потери по длине, и лишь менее 3% на то, чтобы подать воду на высоту  $H$ . Чтобы уменьшить потери по длине, в конце шланга устанавливают конический сходящийся насадок, диаметр выходного сечения  $d$  которого обычно в несколько раз меньше диаметра шланга. При этом потери напора по длине, обратно пропорциональные (при заданном расходе) пятой степени диаметра, уменьшаются в десятки раз, что существенно увеличивает эффективность работы пожарного насоса.

Кроме того, на конфузормом участке потока снижается интенсивность турбулентности и струя воды испытывает, с одной стороны, за



счет гладкой свободной поверхности малое сопротивление воздуха, что увеличивает дальность боя струи, а с другой стороны, струя на большом протяжении сохраняет компактность (ее не разваливают поперечные пульсации скорости), что также обеспечивает большую дальность полета воды.

## ГЛАВА 9

# РАВНОМЕРНОЕ И ПЛАВНОИЗМЕНЯЮЩЕЕСЯ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ОТКРЫТЫХ РУСЛАХ

## 9.1. Основные понятия и терминология

В отличие от изучавшегося ранее напорного движения, при котором поперечное сечение потока (при отсутствии водоворотных областей) совпадает с поперечным сечением канала, в случае движения жидкости в *открытых руслах* (рис. 9.1) лишь часть периметра поперечного сечения потока ограничена твердой границей (acb) и всегда имеется граница между жидкостью и газом, расположенным над ней. Эта отличительная особенность обуславливает два важных следствия.

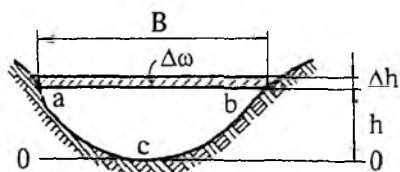


Рис. 9.1. Поперечное сечение безнапорного потока

жидкостью и газом, расположенным над ней. Эта отличительная особенность обуславливает два важных следствия.

1. Площадь поперечного сечения безнапорного потока даже в *цилиндрическом* канале является переменной величиной, которая зависит от характеристик потока и может изменяться вдоль течения. Если, в частности, размеры и форма поперечного сечения *канала* заданы, то определение изменения вдоль течения размеров и формы поперечного сечения безнапорного *потока* в этом канале может являться задачей расчетов.

2. Давление на свободной поверхности обычно можно принять постоянным вдоль всего потока и равным атмосферному давлению, а используя уравнение Бернулли, можно исключить давление из расчетных зависимостей.

Введем несколько понятий, играющих важную роль при изучении безнапорного движения жидкости.

Проведем плоскость сравнения 0—0 через самую низкую точку поперечного сечения (см. рис. 9.1), расстояние от свободной поверхности до плоскости сравнения называют *глубиной* потока  $h$ .

Ширину потока на уровне свободной поверхности  $B$  и площадь живого сечения потока  $\omega$  для заданного поперечного сечения русла будем рассматривать как функции глубины  $h$  и продольной координаты  $\ell$  поперечного сечения:

$$\omega = \omega(h, \ell) \text{ и } B = B(h, \ell).$$

Если в фиксированном поперечном сечении придать глубине  $h$  приращение  $\Delta h$ , то площадь живого сечения получит приращение  $\Delta \omega$  (заштрихованное на рис. 9.1), которое с точностью до малых высшего порядка равно