

1. Основные понятия

1.1. Расчетная модель жидкости

Жидкость и газ (как и любое физическое тело) состоят из молекул, находящихся в непрерывном (молекулярном) движении; расстояние между молекулами (межмолекулярное пространство) во много раз превосходит размер самих молекул, т.е. с физической точки зрения жидкость и газ представляют собой дискретную среду, находящуюся в молекулярном движении и в механическом покое или в движении, обусловленном внешними причинами.

В механике не учитываются атомное, молекулярное и кристаллическое строение и молекулярное движение жидкости и газа. Последние, по предложению Л. Эйлера (1753 г.), рассматриваются как континуум (сплошные среды), находящиеся в покое или движении только под действием внешних причин. Такая расчетная модель позволяет рассматривать любую механическую характеристику (скорость, давление, плотность и т.д.) как непрерывную, вместе со своими производными функции координат и времени. Это обстоятельство дает возможность использовать при решении задач механики жидкости и газа мощный математический аппарат, и в первую очередь дифференциальное и интегральное исчисления.

Гипотеза о сплошности жидкости и газа близка к истине, потому что любой элементарный (бесконечно малый) объем ΔW (и при $\Delta W \rightarrow 0$) все-таки остается значительно больше межмолекулярных расстояний (например, в 1 мм^3 воздуха находится $2,7 \cdot 10^{16}$ молекул).

Расчетная модель не учитывает способность жидкости и газа сопротивляться растягивающим усилиям (из-за их малости), т.е. нормальные напряжения, возникающие в жидкости и газе, могут быть только сжимающими и поэтому получили название «давление».

1.2. Физические свойства жидкости

Если в пределах рассматриваемого объема физические свойства жидкости или газа не изменяются, то последние называются *однородными*, в противном случае – *неоднородными*. Физические свойства жидкости или газа характеризуются величинами, имеющими, как правило, размерность. Одна и та же жидкость или газ может иметь различные численные значения своих свойств в зависимости от используемой в практических расчетах системы единиц. В гидравлике используются, как правило, две системы единиц: международная система единиц СИ и техническая (иногда используется физическая система CGS).

1.2.1. Плотность

Физическая величина, характеризующая распределение массы жидкости или газа по объему, называется *плотностью* и обозначается ρ .

Для неоднородных жидкостей и газов

$$\rho = \lim_{\Delta W \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta W} \quad \text{или} \quad \rho = \frac{dm}{dW}, \quad (1.1)$$

где Δm – элементарная масса; ΔW – элементарный объем.

Для однородных жидкостей и газов

$$\rho = \frac{m}{W}, \quad (1.2)$$

т.е. их плотность можно рассматривать как массу жидкости или газа в единице объема.

Размерность плотности

$$[\rho] = \left[\frac{\text{масса}}{\text{объем}} \right] = \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right]_{\text{СИ}} = \left[\frac{\text{кгс} \cdot \text{с}^2}{\text{м}^4} \right]_{\text{техн}}.$$

Взаимосвязь между величинами плотности одной и той же среды в разных системах единиц следующая:

$$1 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} = 0,1019 \frac{\text{кгс} \cdot \text{с}^2}{\text{м}^4}.$$

1.2.2. Удельный вес

Физическая величина, характеризующая распределение силы тяжести (веса) жидкости или газа по объему, называется *удельным весом* и обозначается γ .

Для неоднородных жидкостей и газов

$$\gamma = \lim_{\Delta W \rightarrow 0} \frac{\Delta G}{\Delta W} \text{ или } \gamma = \frac{dG}{dW}, \quad (1.3)$$

где ΔG – элементарный вес, а ΔW – элементарный объем.

Для однородных жидкостей и газов

$$\gamma = \frac{G}{W}, \quad (1.4)$$

т.е. их удельный вес можно рассматривать как вес (силу тяжести) единицы объема жидкости или газа. Для однородных жидкостей или газов иногда удельный вес называют *объемным весом*.

Размерность удельного веса

$$[\gamma] = \left[\frac{\text{сила}}{\text{объем}} \right] = \left[\frac{\text{Н}}{\text{м}^3} \right]_{\text{СИ}} = \left[\frac{\text{кгс}}{\text{м}^3} \right]_{\text{ТЕХН}}.$$

Взаимосвязь между величинами удельного веса одной и той же среды в разных системах единиц следующая:

$$1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^3} = 0,1019 \frac{\text{кгс}}{\text{м}^3}.$$

Плотность и удельный вес связаны между собой соотношением, являющимся частным случаем закона Ньютона:

$$\gamma = \rho g, \quad (1.5)$$

где g – ускорение силы тяжести.

1.2.3. Относительный вес

Относительным весом называют отношение веса какого-либо объема жидкости или газа G к весу такого же объема эталонной жидкости или газа $G_{\text{эт}}$ и обозначают δ :

$$\delta = \frac{G}{G_{\text{эт}}} = \frac{\gamma}{\gamma_{\text{эт}}} = \frac{\rho}{\rho_{\text{эт}}}. \quad (1.6)$$

Как правило, для жидкостей в качестве эталона принимают воду при температуре $t = 4^\circ \text{C}$ и давлении $p = 10^5 \text{ Па}$ $\left(\gamma_{\text{эт}} = 98100 \frac{\text{Н}}{\text{м}^3} = 1000 \frac{\text{кгс}}{\text{м}^3} \right)$, а для газов – воздух при температуре $t = 20^\circ \text{C}$ и давлении $p = 10^5 \text{ Па}$ $\left(\gamma_{\text{эт}} = 11,8 \frac{\text{Н}}{\text{м}^3} = 1,2 \frac{\text{кгс}}{\text{м}^3} \right)$.

Относительный вес δ – величина безразмерная.

1.2.4. Вязкость

Свойство жидкости или газа - оказывать сопротивление относительному сдвигу своих частиц и слоев, т.е. это способность воспринимать касательные напряжения, называется *вязкостью*.

Вязкость как свойство жидкости или газа может проявляться только при движении, вызывающем относительный сдвиг частиц и слоев.

Понятие «вязкость» противоположно понятию «текучесть» – основному отличительному свойству жидкостей и газов.

Вязкость как свойство жидкости или газа обусловлена взаимодействием молекул между собой (силами межмолекулярных связей) и практически не зависит от изменения давления, но существенно меняется при изменении температуры.

Природа сил межмолекулярных связей, вызывающих вязкость, в жидкости или газе не одинакова, поэтому не одинаков и характер изменения вязкости жидкости или газа при изменении температуры.

Жидкости имеют сравнительно стабильную решетчатую структуру, в пределах которой молекулы колеблются относительно положения равновесия. При повышении температуры жидкостей молекулярные колебания усиливаются, ослабляя жесткость связей кристаллической решетки, что приводит к увеличению текучести и уменьшению вязкости жидкости.

Газы характеризуются отсутствием структурной решетки и хаотичностью молекулярного движения, приводящего к обмену молекул между слоями газа и переносу количества движения. С увеличением температуры газов активность молекул увеличивается (растет скорость их хаотичного движения), что

приводит к увеличению обмена количествами движения, а следовательно, к уменьшению текучести и повышению вязкости газа.

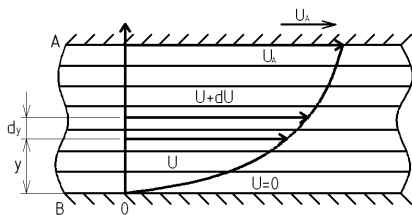


Рис. 1.1

Рассмотрим следующий пример. Пусть пластинка A движется со скоростью u_A , а пластинка B неподвижна. Между ними находится жидкость или газ, слои которых движутся с разными скоростями u , причем $0 \leq u \leq u_A$. Относительно касательных напряжений τ , вызванных вязкостью однородной жидкости или газа (рис. 1.1), Ньютоном в 1687 г. была высказана гипотеза, что касательные напряжения, вызванные вязкостью жидкости или газа, прямо пропорциональны градиенту скорости (*закон вязкостного трения*):

$$\tau = \pm \eta \frac{du}{dy}, \quad (1.7)$$

где η – коэффициент пропорциональности; u – линейная скорость; y – направление, перпендикулярное направлению скорости u .

Поскольку ось y может иметь взаимнообратные направления, то в правой части уравнения (1.7) поставлены знаки « $\pm$ », чтобы касательное напряжение всегда было положительным. Коэффициент пропорциональности в формуле Ньютона (1.7) принят за количественную характеристику вязкости жидкости или газа и назван *абсолютной вязкостью*.

Из формулы (1.7) следует, что размерность абсолютной вязкости

$$[\eta] = \left[\frac{\text{сила} \cdot \text{время}}{\text{площадь}} \right] = [\text{Па} \cdot \text{с}]_{\text{СИ}} = \left[\frac{\text{кгс} \cdot \text{с}}{\text{м}^2} \right]_{\text{техн}} = \left[\frac{\text{дина} \cdot \text{с}}{\text{см}^2} \right]_{\text{CGS}}.$$

При этом $1 \text{ Па} \cdot \text{с}$ – паскаль-секунда; $1 \frac{\text{дина} \cdot \text{с}}{\text{см}^2} = 1 \text{ Пуз}$ – пуаз (в честь французского ученого Ж. Пуазейля).

Взаимосвязь между величинами абсолютной вязкости одной и той же среды в разных системах единиц следующая:

$$1 \text{ Па} \cdot \text{с} = 0,102 \frac{\text{кгс} \cdot \text{с}}{\text{м}^2} = 10 \text{ Пуз}.$$

В механике жидкости и газа часто встречается отношение абсолютной вязкости η к плотности ρ . Максвелл (1860 г.) назвал это отношение *кинематическим коэффициентом вязкости* ν :

$$\frac{\eta}{\rho} = \nu. \quad (1.8)$$

Размерность кинематического коэффициента вязкости:

$$[\nu] = \left[\frac{\text{площадь}}{\text{время}} \right] = \left[\frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right]_{\text{СИ}} = \left[\frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right]_{\text{техн}} = \left[\frac{\text{см}^2}{\text{с}} \right]_{\text{CGS}}.$$

При этом $\nu = 1 \text{ см}^2/\text{с} = 1 \text{ Ст}$ – стокс (в честь английского ученого Д. Стокса).

В размерности коэффициента ν нет силовых величин, поэтому он и был назван *кинематическим* в отличие от абсолютной вязкости, в размерность которой входит сила (поэтому ее иногда называют *динамическим коэффициентом вязкости*).

Для жидкостей динамический коэффициент вязкости η (абсолютная вязкость) больше, чем для газов, а кинематический коэффициент вязкости ν – наоборот, меньше.

Например, для воды при $t = 20^\circ \text{C}$

$$\rho = 998 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}, \quad \eta = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}, \quad \nu = 1,01 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}};$$

для воздуха при $t = 20^\circ \text{C}$

$$\rho = 1,2 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}, \quad \eta = 1,82 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}, \quad \nu = 1,52 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}.$$

Приборы, применяемые для измерения коэффициента вязкости, называют *вискозиметрами*.

Жидкости, обладающие высокой вязкостью (битумы, строительные растворы и т.п.), не подчиняются гипотезе Ньютона (1.7), поэтому они получили название *неньютоновских*, или *аномальных*.

Для неньютоновских жидкостей закон вязкостного трения может быть представлен в виде формулы Бингема:

$$\tau = \tau_0 + \eta \left(\frac{du}{dy} \right)^m, \quad (1.9)$$

где τ_0 – начальное удельное сдвигающее усилие, при превышении которого неньютоновские жидкости приобретают свойство текучести; m – показатель степени, зависящий от вида жидкости.

Для неньютоновских жидкостей касательные напряжения не пропорциональны градиенту скорости.

Относительно сил трения, возникающих на границе жидкости или газа с твердым телом, И. Ньютоном была высказана гипотеза, что касательные напряжения τ_c пропорциональны произведению плотности ρ на квадрат скорости u , т.е.

$$\tau_c = b \rho u^2, \quad (1.10)$$

где b – безразмерный коэффициент пропорциональности, зависящий от кинематики движения частиц жидкости или газа около границы с твердым телом.

Вязкость жидкости может быть изменена (как правило, уменьшена) путем применения различного ряда полимерных добавок, поверхностно-активных веществ и т.п.

2. Равномерное движение воды в открытых руслах

Из всех видов жидкостей, встречающихся в строительной практике, в открытых руслах перемещается в основном вода (естественные и искусственные водные потоки, сточные воды населенных мест и промпредприятий и т.п.).

Для движения воды в открытых руслах (рис. 2.1) характерно наличие свободной поверхности б–б, поперечный размер которой (в пределах сечения потока) называют *шириной потока поверху*. Площадь живого сечения потока ω , смоченный периметр χ и ширина потока поверху B зависят от глубины h_0 . Продольный профиль потока кроме гидравлического i_a (напорная линия Г–Г), пьезометрического i_n (пьезометрическая линия В–В) уклонов характеризуется дополнительно еще и уклонами дна русла i_0 свободной поверхности (линия Б–Б). При этом под уклоном дна русла i_0 понимается разность его отметок в двух расчетных сечениях z_1 и z_2 , отнесенная к расстоянию между сечениями l :

$$\frac{z_1 - z_2}{l} = \sin \theta = i_0. \quad (2.1)$$

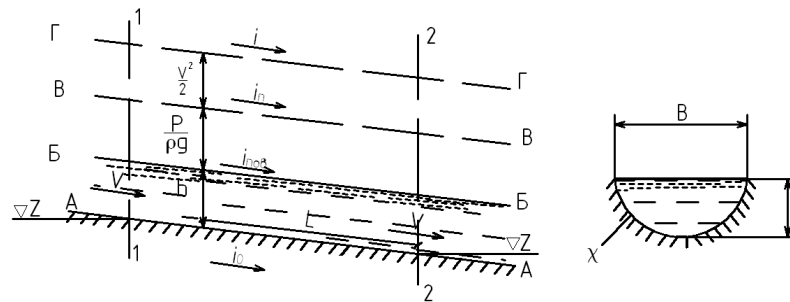


Рис. 2.1

Открытый поток считается равномерным, если форма эпюры скоростей, местные и средняя скорости потока не изменяются по длине русла ни по величине, ни по направлению. Такое движение возможно только в том случае, если постоянными будут форма и размеры живого сечения потока, т.е. движение происходит в призматических руслах с постоянной глубиной. Это утверждение следует из уравнения неразрывности $V_1\omega_1 = V_2\omega_2 = \dots V_\omega$.

Глубину потока при равномерном движении принято называть *нормальной глубиной* и обозначать h_0 . Она не изменяется вдоль потока.

Следовательно, при равномерном движении существует равенство четырех уклонов – дна (а–а), свободной поверхности (б–б), пьезометрического (в–в) и гидравлического (г–г):

$$i_0 = i_{нов} = i_n = i.$$

В этом случае во всех расчетных формулах вместо гидравлического уклона потока i можно использовать продольный уклон дна русла i_0 . При равномерном движении в открытых руслах обязательно должен быть положительный уклон дна, т.е. снижение отметок сечений z .

2.1. Основные расчетные формулы

В основу расчета равномерного движения воды в открытых руслах положена формула Шези

$$V = C\sqrt{Ri_0}, \quad (2.2)$$

где $R = \frac{\omega}{\chi}$ – гидравлический радиус живого сечения; C – скоростной коэффициент (коэффициент Шези).

Тогда расход потока воды определится так:

$$Q = \omega C\sqrt{Ri_0}. \quad (2.3)$$

Величина

$$C\sqrt{R} = W \quad (2.4)$$

называется *скоростной характеристикой сечения* потока (ее размерность соответствует размерности скорости), а величина

$$\omega C\sqrt{R} = K \quad (2.5)$$

– *расходной характеристикой сечения* потока (ее размерность соответствует размерности расхода).

Следовательно, можно записать, что

$$V = W\sqrt{i} \text{ и } Q = K\sqrt{i}, \quad (2.6)$$

т.е. физический смысл W и K состоит в том, что эти величины численно равны соответственно скорости и расходу потока при гидравлическом уклоне, равном единице.

Российским гидротехником Б.А. Бахметьевым установлено, что для каждой формы сечения русла существует показательная зависимость

$$\left(\frac{K_1}{K_2}\right)^2 = \left(\frac{h_1}{h_2}\right)^x, \quad (2.7)$$

где K_1, K_2 – расходные характеристики сечения при глубинах h_1 и h_2 соответственно; x – *гидравлический показатель русла*, зависящий от формы и размеров русла.

Входящий в расчетные формулы (12.2)–(12.6) коэффициент Шези C взаимосвязан с коэффициентом гидравлического трения λ , следовательно,

$$C = f\left(\frac{\Delta_s}{R}, Re\right), \quad (2.8)$$

где Δ_s – эквивалентная шероховатость, зависящая от вида материала крепления дна и откосов русла, способа обработки их поверхности.

Многочисленные исследования различных авторов (Маннинг, Р. Форхгеймер, Н.Н. Павловский, Ф.А. Шевелев, А.Д. Альтшуль и др.) показали, что движение воды в естественных руслах и каналах происходит в квадратичной зоне сопротивления, когда $C = f\left(\frac{\Delta_s}{R}\right)$, а в искусственных лотках и

безнапорных водоотводных трубах – в доквадратичной зоне сопротивления, когда $C = f\left(\frac{\Delta_s}{R}, Re\right)$. Зона гидравлически гладких стенок для потоков воды в открытых руслах наблюдается крайне редко. Для водоотводящих (канализационных) безнапорных труб М.Ф. Федоровым предложена формула

$$C = -\sqrt{32g} \lg\left(\frac{\Delta_s}{13,68R} + \frac{a}{Re}\right), \quad (2.9)$$

где a – безразмерный коэффициент, зависящий от материала стенок труб (определяется по таблице, составленной М.Ф. Федоровым).

Для небольших каналов и лотков А. Альтшулем предложена полуэмпирическая формула

$$C = 25 \left(\frac{R}{\Delta_s + 0,025/\sqrt{Ri_0}} \right)^{\frac{1}{6}}, \quad (2.10)$$

в которой значения численных коэффициентов (25; 0,025 и 1/6) подобраны с условием, что гидравлический радиус и шероховатость даны в миллиметрах.

При расчете потока воды в естественных руслах и больших каналах коэффициент Шези C определяют по формулам, учитывающим только шероховатость дна и откосов русла как для квадратичной зоны сопротивления.

Наиболее распространенными являются эмпирические формулы Маннинга и Павловского.

В заключение заметим, что во всех случаях применения формулы Шези должна быть соблюдена следующая последовательность расчета (алгоритм расчета): $\omega \rightarrow \chi \rightarrow R \rightarrow C$.

2.2. Виды сечений открытых русел

Ввиду малости продольного уклона русла i_0 живое сечение потока считают совпадающим с вертикальным сечением русла.

Русла могут быть естественными и искусственными. Естественные русла имеют неправильную форму сечения. Наибольшая глубина в потоке естественного русла при равномерном движении потока называется *бытовой* h_b (рис. 2.2). Искусственные русла имеют правильную форму сечения и могут быть открытыми – каналы и лотки (рис. 2.3), и закрытыми – безнапорные водоотводящие трубы (рис. 2.4).

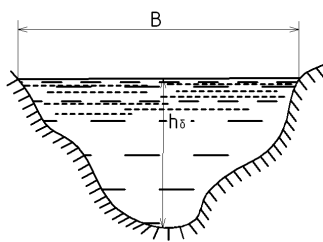


Рис. 2.2

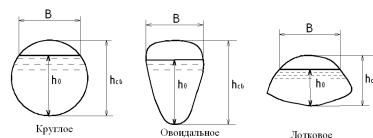


Рис. 2.3

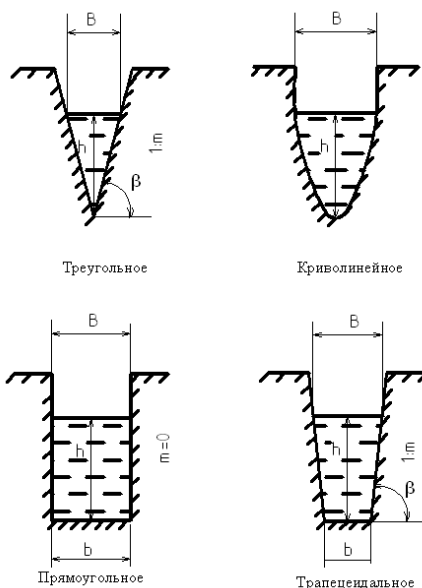


Рис. 2.4

2.3. Гидравлически наивыгоднейшее сечение русла

Гидравлически наивыгоднейшей формой живого сечения открытого русла называется та, которая при заданной площади живого сечения ω , шероховатости стенок n и продольного уклона i_0 ($\omega = \text{const}$, $n = \text{const}$, $i_0 = \text{const}$) обладает наибольшей пропускной способностью.

Воспользуемся формулой Шези и формулой Павловского:

$$Q = \omega C \sqrt{R i_0} = \omega \frac{1}{n} R^y R^{0,5} i_0^{0,5} =$$

$$= \omega \frac{1}{n} \left(\frac{\omega}{\chi} \right)^y \left(\frac{\omega}{\chi} \right)^{0,5} i_0^{0,5}$$

или

$$Q = \frac{i_0^{0,5} \omega^{1,5+y}}{n} \cdot \frac{1}{\chi^{0,5y}}. \quad (2.11)$$

Следовательно, гидравлически наивыгоднейшей будет такая форма сечения, которая при заданной площади обладает наименьшим смоченным периметром. Такой формой является, как известно, круглая или применительно к открытым руслам – полукруглая (рис. 2.5).

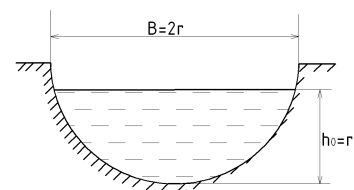


Рис. 2.5

На практике открытые русла устраивают трапецевидной или прямоугольной формы. Определим, при каком соотношении $\left(\frac{b}{h}\right)$ трапецевидные или прямоугольные русла будут обладать наименьшим смоченным периметром (рис. 2.6).

Смоченный периметр

$$\chi = b + 2\sqrt{h^2 + m^2 h^2}$$

или

$$\chi = b + 2h\sqrt{1 + m^2} . \quad (2.12)$$

Площадь живого сечения $\omega = bh + 2\frac{hmh}{2}$ или $\omega = (b + mh)h$.

Откуда

$$b = \frac{\omega}{h} - mh . \quad (2.13)$$

Подставив (2.13) в (2.12), получим:

$$\chi = \frac{\omega}{h} - mh + 2h\sqrt{1 + m^2} . \quad (2.14)$$

Вычислим производную по h уравнения (2.14):

$$\frac{d\chi}{dh} = -\frac{\omega}{h^2} - m + 2h\sqrt{1 + m^2} = \frac{(b + mh)h}{h^2} - m + 2h\sqrt{1 + m^2} .$$

Окончательно, $\frac{d\chi}{dh} = -\frac{b}{h} - 2m + 2h\sqrt{1 + m^2} = 2\left(\sqrt{1 + m^2} - m\right) - \frac{b}{h}$.

Для гидравлически наивыгоднейшего сечения $Q_{\max} \rightarrow \chi_{\min} \rightarrow \frac{d\chi}{dh} = 0$.

Обозначим $\left.\frac{b}{h}\right|_{\frac{d\chi}{dh}=0} = \left(\frac{b}{h}\right)_{\text{э.н}}$. Следовательно, $2\left(\sqrt{1 + m^2} - m\right) - \left(\frac{b}{h}\right)_{\text{э.н}} = 0$. Откуда

$$\left(\frac{b}{h}\right)_{\text{э.н}} = 2\sqrt{1 + m^2} - m . \quad (2.15)$$

Для русел прямоугольной формы сечения ($m = 0$) смоченный периметр будет наименьшим при $b = 2h$.

Для русел трапецевидной формы при $m = 1$

$$\left(\frac{b}{h}\right)_{\text{э.н}} = 2(\sqrt{2} - 1) = 0,82 ,$$

т.е. в этом случае сечение будет гидравлически наивыгоднейшим при $b = 0,82h$.

При разных значениях коэффициента заложения откосов m соотношение $\left(\frac{b}{h}\right)_{\text{э.н}}$, соответствующее минимуму смоченного периметра, будет разным.

2.4. Предельные скорости движения воды в открытых руслах

Скорость потока воды в открытых руслах не может быть произвольной. Ее допустимая величина ограничена нижним ($V_{\min}$) и верхним ($V_{\max}$) пределами, т.е. $V_{\min} \leq V \leq V_{\max}$.

Величина нижнего предела $V_{\min}$ определяется тем, чтобы взвешенные частицы заданного размера, переносимые потоком воды, не осаждались на дно и откосы, т.е. не происходило бы заиливание русла. Этот предел получил название «незаиляющая скорость»: $V_{\min} = V_{\text{незаи}}$. Ее величина определяется по эмпирическим формулам, таблицам или графикам в зависимости от размеров сечения потока, крупности

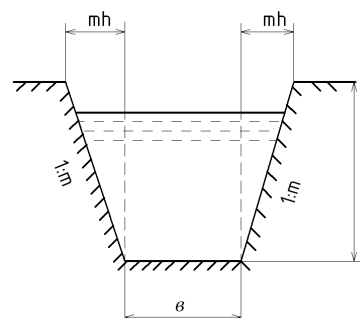


Рис. 2.6

взвешенных частиц и их физической природы. Например, для бытовых сточных вод применяется формула Федорова $V_{незаи\lambda} = (1,57) \frac{1}{3,5 + 0,5R}$, где R – гидравлический радиус, м, а $V_{незаи\lambda}$ – в м/с.

Иногда вместо минимальной скорости задают минимальный уклон $i_{\min}$.

Величина верхнего предела связана с размывом потоком дна и стенок своего русла. Этот предел получил название «неразмывающая скорость»: $V_{\max} = V_{незаи\lambda}$. Ее величина зависит от прочности крепления дна и стенок русла и размеров сечения потока. Она определяется по эмпирическим формулам, таблицам и графикам. Например, для каналов в неукрепленном грунте применяется формула Студеничкина $V_{незаи\lambda} = 3,6(hd)^{0,25}$, где h – глубина потока, м; d – средний диаметр частиц грунта, м; $V_{незаи\lambda}$ – в м/с.

Часто вместо максимальной скорости задают максимальный уклон дна русла $L_{\max}$.

Следовательно, продольный уклон дна русла должен удовлетворять $i_{\min} \leq i_0 \leq i_{\max}$.

2.5. Типы задач при расчете потоков в каналах и лотках

Расчет открытых потоков в каналах и лотках осуществляется по формулам Шези (2.2) и (2.3), с помощью которых вычисляются те или иные неизвестные величины (в зависимости от условий задачи).

Возможны следующие типы задач:

1. Определение пропускной способности каналов или средней скорости потока в них. Эта задача решается непосредственным использованием формулы Шези.

2. Определение требуемого продольного уклона дна русла i_0 . Из формулы Шези получаем:

$$i_0 = \frac{Q^2}{\omega^2 C^2 R} = \frac{V^2}{C^2 R}. \quad (2.16)$$

3. Подбор типа крепления русла (определение коэффициента шероховатости n). Эта задача решается путем совместного решения формулы Шези и, например, формулы Павловского $Q = \omega \frac{1}{n} R^y R^{0,5+y} i_0^{0,5}$.

Откуда

$$n = \frac{\omega R^{0,5+y} i_0^{0,5}}{Q} = \frac{R^{0,5+y} i_0^{0,5}}{V}. \quad (2.17)$$

Зная n , по таблицам можно подобрать требуемый тип крепления русла.

4. Определение одного из размеров поперечного сечения русла (глубины h_0 , ширины по дну b или крутизны заложения откосов m).

Непосредственно из формулы Шези нельзя вычислить требуемый размер поперечного сечения, так как даже для простейших форм сечения получаются уравнения, не имеющие аналитического решения. Поэтому этот тип задачи может быть решен только одним из приближенных способов.

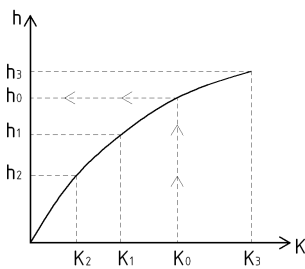


Рис. 2.7

1. Графоаналитический способ. Вычисляют расходную характеристику сечения потока, соответствующую равномерному движению, $K_0 = Q / \sqrt{i_0}$.

Задаваясь различными значениями искомого размера поперечного сечения, например, глубиной h , по формуле (2.5) определяют K . При этом необходимо, чтобы ее значения были и больше K_0 и меньше K_0 . Затем строят график $h = f(K)$, по которому и определяют h_0 (рис. 2.7).

Расходную характеристику аналогично определяют, если искомой является или ширина русла b , или коэффициент заложения откоса m .

2. С использованием гидравлического показателя русла x . При двух значениях глубин h_1 и h_2 вычисляют два значения расходной характеристики K_1 и K_2 . Воспользовавшись формулой Бахметьева (12.7), определяют гидравлический показатель русла:

$$x = 2 \frac{\lg K_1 - \lg K_2}{\lg h_1 - \lg h_2}. \quad (2.18)$$

Если гидравлический показатель русла x известен, то из (2.7)

$$h_0 = h_1 \left(\frac{K_0}{K_1} \right)^{\frac{2}{x}}.$$

3. С помощью ЭВМ. По одному из возможных способов приближенного численного метода расчета решается уравнение (2.2) или (2.3).

2.6. Расчет открытых потоков в водоотводящих трубах

Равномерное движение воды в водоотводящих трубах рассчитывается с помощью формул Шези (2.2) и (2.3).

При любой форме сечения водоотводящей трубы площадь сечения потока ω и гидравлический радиус R , входящие в формулы Шези, могут быть выражены через размер трубы $h_{св}$ и степень наполнения α (или через глубину наполнения h). Для водоотводящих труб, изготавливаемых заводским способом по стандартной технологии, заранее известны их типовые размеры и шероховатость внутренней поверхности. Эти обстоятельства позволили составить таблицы, связывающие между собой все величины, характеризующие открытые потоки в водоотводящих трубах: тип трубы, ее размер $h_{св}$, продольный уклон i_0 , степень наполнения $a = h/h_{св}$, расход Q и скорость V потока. Эти таблицы называют таблицами гидравлического расчета водоотводящих труб. Использование таких таблиц позволяет значительно уменьшить трудоемкость гидравлического расчета открытых потоков в водоотводящих трубах. Наибольшее распространение в практике расчета и проектирования получили так называемые таблицы Федорова (при их составлении скоростной коэффициент C определяется по формуле Федорова (2.9)) и таблицы Лукиных (при их составлении скоростной коэффициент C определяется по формуле Павловского).

Особенностью потоков в водоотводящих трубах, как и в руслах с замкнутой формой сечения, является уменьшение в верхней части сечения (при степени наполнения $a > 0,5$) ширины потока поверху B и гидравлического радиуса R . Это вызвано тем, что с увеличением глубины потока h смоченный периметр χ растет интенсивнее, чем площадь живого сечения ω , что и приводит к уменьшению отношения $R = \omega/\chi$.

Следовательно, наибольшая пропускная способность водоотводящей трубы (расход потока ($Q = \omega C \sqrt{R i_0}$) и скорость движения потока ($V = C \sqrt{R i_0}$) наблюдаются не при полном наполнении всего сечения трубы ($\alpha < 1$).

Введем безразмерные отношения:

$$A = \frac{Q_h}{Q_{полн}} = \frac{K}{K_{полн}} \quad \text{— безразмерная расходная характеристика сечения потока;}$$

$$B = \frac{V_h}{V_{полн}} = \frac{W_h}{W_{полн}} \quad \text{— безразмерная скоростная характеристика}$$

сечения потока, где индекс « h » означает переменную глубину наполнения ($0 < h < h_{св}$), а индекс «полн» — полное наполнение ($h = h_{св}$).

Характер изменения безразмерных характеристик в зависимости от степени наполнения показан на рис. 2.8 (в технической литературе получил название «график-рыбка»). Для водоотводящих труб круглого сечения наибольшая скорость потока наблюдается при степени наполнения $\alpha = 0,81$; а наибольший расход — при $\alpha = 0,95$.

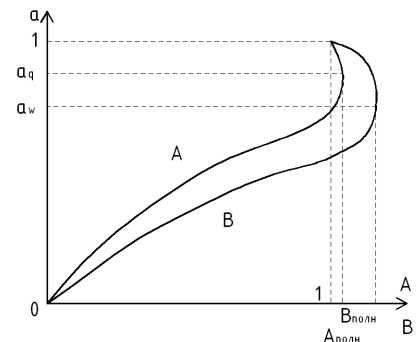


Рис. 2.8

Контрольные вопросы

1. Понятие о продольных уклонах поверхности потока и дна русла.
2. Признаки равномерного движения воды в открытом русле.
3. Формула скорости открытого потока.
4. Понятие о скоростной характеристике сечения.
5. Формула расхода открытого потока.
6. Понятие о расходной характеристике сечения.
7. Понятие о гидравлическом показателе русла.
8. Факторы, от которых зависит коэффициент Шези для открытых русел.
9. Понятие о нормальной и бытовой глубине открытого потока.
10. Понятие о гидравлически наивыгоднейшем сечении русла.
11. Формула, связывающая параметры гидравлически наивыгоднейшего сечения русла.
12. Понятие о незаиливающей скорости потока.
13. Понятие о неразмывающей скорости потока.
14. Определение требуемого продольного уклона русла.
15. Подбор типа крепления русла.
16. Графоаналитический способ определения размеров поперечного сечения русла.
17. Определение нормальной глубины с помощью гидравлического показателя русла.
18. Определение размеров сечения русла на ЭВМ.
19. Параметры сечения потока в безнапорных трубах.
20. Степень наполнения при наибольшей скорости потока.
21. Степень наполнения при наибольшем расходе потока.

3. Истечение через водосливы и водомерные лотки

Водосливом называют часть искусственной преграды на пути открытого потока, через которую происходит перелив воды (рис. 3.1).

Область потока у водослива *A* состоит из двух частей: перед водосливом – *верхний бьеф*, после водослива – *нижний бьеф*. Разность отметок свободной поверхности потока воды в верхнем и нижнем бьефах z называют *геометрическим перепадом бьефов*. Скорость потока в верхнем бьефе V_0 называют *скоростью подхода*. Полный перепад бьефов z_0 равен разности напоров потока в верхнем и нижнем бьефах:

$$z_0 = z + \frac{\alpha V_0^2 - \alpha V_{н.б.}^2}{2g}, \quad (3.1)$$

где $V_{н.б.}$ – скорость потока в нижнем бьефе.

Верхнюю часть 3-го водослива называют *гребнем водослива*. Превышение отметки свободной поверхности в верхнем бьефе над отметкой гребня водослива H называют *геометрическим напором водослива*. *Полным напором водослива* H_0 называют напор потока в верхнем бьефе относительно гребня водослива:

$$H_0 = H + \frac{\alpha V_0^2}{2g}. \quad (3.2)$$

Превышение отметки гребня водослива над отметкой дна русла в верхнем бьефе P_v называют *высотой порога водослива*, а над отметкой дна в нижнем бьефе P_n – *высотой водослива*, размер водослива на отметке его гребня вдоль течения δ называют *шириной порога*, а поперек течения b – *шириной водослива*. Обозначим: B – ширина потока в верхнем бьефе, $h_{н.б.}$ – глубина потока в нижнем бьефе. При истечении воды через водосливы все виды потерь напора потока рассматриваются как местные.

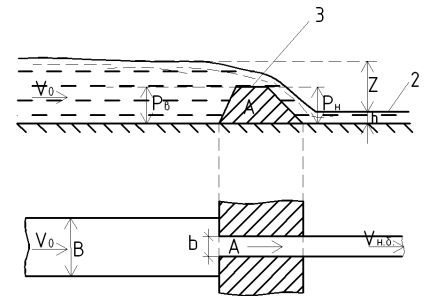


Рис. 3.1

3.1. Классификация водосливов

Остановимся на наиболее распространенных признаках классификации водосливов, влияющих на схему истечения.

1. По ширине порога водослива (рис. 3.2):

а) *водосливы с тонкой стенкой* – толщина стенки δ не влияет на форму переливающейся через водослив струи (рис. 3.2, а);

б) *водосливы практического профиля* – толщина стенки δ влияет на форму переливающейся через водослив струи, но перепад уровней бьефов осуществляется один раз, в «один прием» (рис. 3.2, б);

в) *водосливы с широким порогом* – толщина стенки создает два перепада уровней бьефов, в «два приема» (рис. 3.2, в).

2. По форме водосливного отверстия (рис. 3.3).

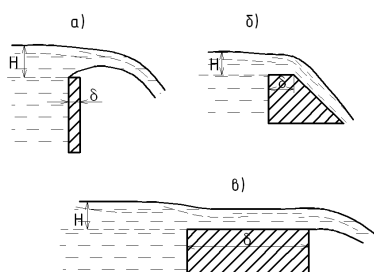


Рис. 3.2

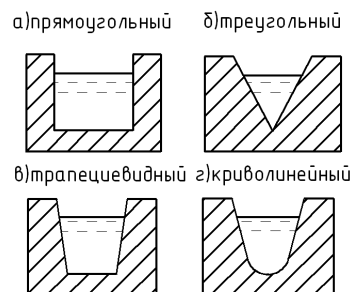


Рис. 3.3

3. По расположению водослива в плане по отношению к направлению потока (рис. 3.4): а) нормальный; б) косой; в) боковой).

4. По соотношению ширины водослива b и ширины верхнего бьефа B (рис. 3.5): а) без бокового сжатия; б) с односторонним боковым сжатием; в) с двухсторонним боковым сжатием).

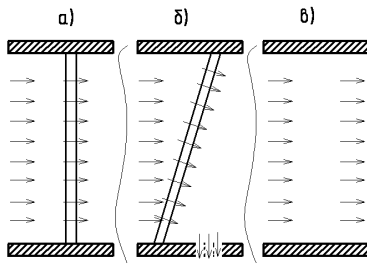


Рис. 3.4

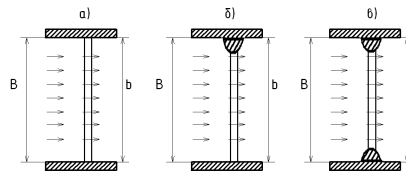


Рис. 3.5

5. По влиянию нижнего бьефа (рис. 3.6):

а) *незатопленные (свободные) водосливы*, когда глубина потока в нижнем бьефе не влияет на условия истечения через водослив (возможные колебания глубины $h_{н.б}$ не приводят к изменению геометрического напора водослива (см. рис. 3.6);

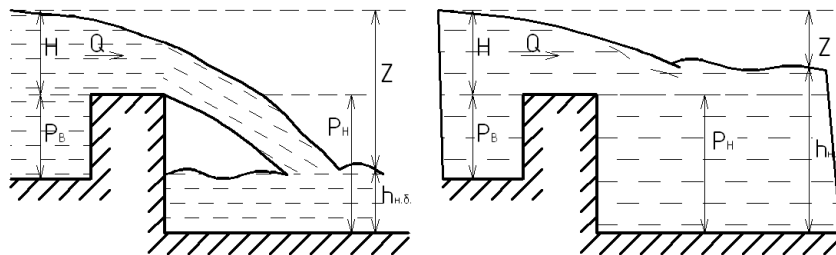


Рис. 3.6

б) *затопленные водосливы*, когда глубина потока в нижнем бьефе влияет на условия истечения воды через водослив (возможные колебания глубины $h_{н.б}$ обязательно приводят к соответствующему изменению геометрического напора водослива H) (см. рис. 3.6).

3.2. Истечение через мерные водосливы с тонкой стенкой

Как показывают многочисленные опыты, толщина стенки δ не влияет на форму переливающейся струи до тех пор, пока выполняется условие $\delta < 0,67H$. Водосливы с тонкой стенкой получили широкое практическое применение для замера расхода открытого потока в лабораторных условиях, в лотках, в небольших каналах и естественных водотоках. Они называются *мерными водосливами*. Идея их применения основана на том, что для каждого конкретного водослива существует однозначная связь между расходом потока Q и геометрическим напором водослива H , т.е. $Q = f(H)$. В конечном итоге эту зависимость можно представить графически (в виде тарифовочной кривой от отметки уровня воды в верхнем бьефе $Z_{вб}$). Чтобы эта зависимость была стабильной и однозначной, необходимо выполнение следующих условий при установке мерного водослива (рис. 3.7).

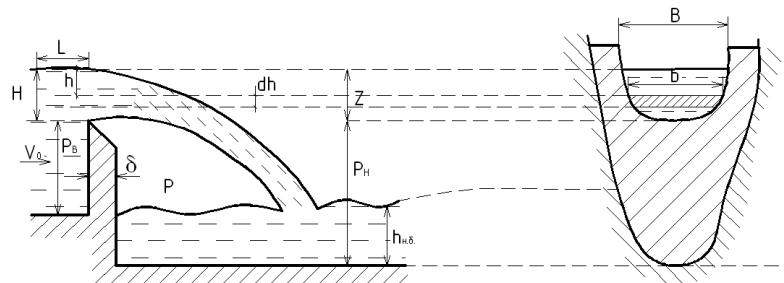


Рис. 3.7

1. Даже при очень малых геометрических напорах (в пределе $H \rightarrow 0$) стенка водослива не должна влиять на форму переливающейся струи. Это достигается устройством острой кромки по всему периметру водосливного отверстия.

2. Скорость подхода V_0 должна быть настолько малой, чтобы можно было пренебречь величиной ее скоростного напора, т.е. $\frac{V_0^2}{2g} \ll H$. Это достигается соответствующей высотой порога водослива P_6 .

3. Положение отверстия в стенке водослива должно быть таким, чтобы обеспечивалось постоянство давления в пространстве под струей. Это достигается обеспечением сжатия струи в верхнем бьефе ($B > b$) и отдалением переливающейся струи от откосов русла в нижнем бьефе. В этом случае под струей устанавливается атмосферное давление.

4. Мерный водослив при всех возможных глубинах потока в нижнем бьефе $h_{н.б.}$ должен оставаться незатопленным. Это достигается соответствующей высотой водослива P_n .

5. Место для измерения геометрического напора H должно находиться возможно ближе к водосливу, но до начала резкого снижения отметки поверхности воды при переливе через водослив. Это достигается соблюдением условия $l \geq 3H$.

На глубине h от уровня воды в верхнем бьефе выделим элементарную полоску высотой dh ; ее ширина равна b_h . Так как $dh \ll h$, то полоску можно рассматривать как малое отверстие площадью $d\omega = b_h dh$. Тогда расход части потока, проходящего через элементарную полоску dQ , может быть вычислен так же, как и для малого отверстия, по формуле (8.6): $dQ = \mu b_h dh \sqrt{2gh}$.

Допустим, что по высоте отверстия $\mu = \text{const}$.

Следовательно, расход всего потока, истекающего через мерный водослив, будет:

$$Q = \mu \sqrt{2g} \int_0^H b_h \sqrt{h} dh. \quad (3.3)$$

Для того чтобы вычислить интеграл в (3.3), необходимо знать вид функции $b_h = f(h)$, т.е. форму водосливного отверстия. Следовательно, искомая связь между расходом потока Q и геометрическим напором водослива H зависит от формы отверстия мерного водослива. Один и тот же расход потока Q перед водосливом с разной формой водосливного отверстия будет создавать разные напоры H .

Приведем расчетные формулы для частных случаев наиболее распространенных форм отверстий мерных водосливов еще при одном дополнительном условии: стенка водослива вертикальна и нормальна к направлению потока.

3.2.1. Мерный прямоугольный водослив

Рассмотрим водослив с водосливным отверстием прямоугольной формы, с горизонтальным расположением гребня и с вертикальными боковыми сторонами (рис. 3.8). В этом случае

$$b_h = b = \text{const}, \text{ тогда (3.3) примет вид } Q = \mu b \sqrt{2g} \int_0^H \sqrt{h} dh.$$

Интегрирование этого уравнения дает

$$Q = \frac{2}{3} \mu b \sqrt{2g} H^{3/2}. \quad (3.4)$$

Для конкретного водослива можно обозначить $\frac{2}{3} \mu b \sqrt{2g} = A$, где A – постоянная водослива. Тогда $Q = A \sqrt{H^3}$.

Впервые мерный прямоугольный водослив был исследован в 1886 г. Базеном и поэтому его называют водосливом Базена.

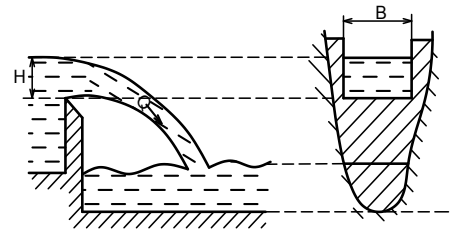


Рис. 3.8

3.2.2. Мерный треугольный водослив

Водосливное отверстие мерного треугольного водослива имеет форму равнобедренного треугольника, обращенного вершиной вниз с вертикальной биссектрисой (рис. 3.9).

Тогда $b_h = 2(H-h)\operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$ и (3.3) примет вид

$$Q = 2\mu \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{2g} \int_h^H (H-h) \sqrt{h} dh.$$

Интегрирование полученного уравнения дает

$$Q = 2\mu \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{2g} \left[H \frac{2}{3} H^{3/2} - \frac{2}{5} H^{5/2} \right]$$

или окончательно

$$Q = \frac{8}{15} \mu \sqrt{2g} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} H^{5/2}. \quad (3.5)$$

Для конкретного водослива можно обозначить

$$\frac{8}{15} \mu \sqrt{2g} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = B,$$

где B – постоянная водослива; $Q = BH^{5/2}$.

Мерный треугольный водослив с $\theta = \pi/2$ подробно впервые был исследован Томсоном (часто называют водосливом Томсона). Для него $B = 1,4$.

Аналогично можно получить расчетные формулы и для мерных водосливов с другими формами водосливного отверстия.

3.3. Истечение через водомерные лотки

Водомерные лотки представляют собой сооружения на каналах и лотках, вызывающие сжатие потока и, как следствие, перепад уровней воды. Сжатие потока может осуществляться либо в плане (рис. 3.10) в виде двухстороннего бокового сжатия (лоток Вентури), либо по вертикали (рис. 3.11) водосливом практического профиля с низким порогом (лоток Вентури с порогом), либо комбинацией обоих приемов сжатия потока.

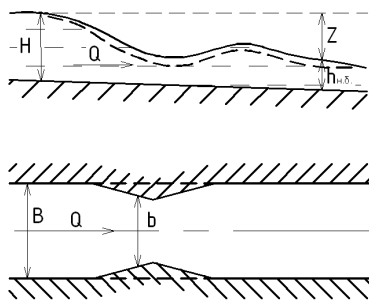


Рис. 3.10

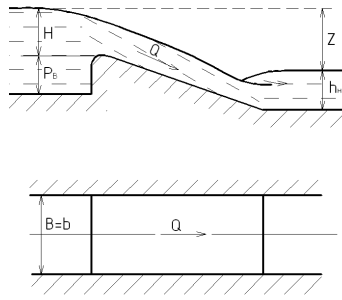


Рис. 3.11

Во всех случаях степень сжатия потока должна быть такой, чтобы при возможном диапазоне изменения расхода открытого потока Q обеспечивалось свободное (не затопленное нижним бьефом) истечение, когда глубина потока в верхнем бьефе H зависит только от его расхода Q .

Впервые такой способ измерения расхода открытого потока был предложен в начале XX столетия в Англии, а водомерные лотки получили название «Вентури канал», «Открытый расходомер Вентури», «Вентури лоток».

Для измерения расхода жидкостей с высокой концентрацией взвешенных веществ (например, канализационные сточные воды) с 1932 г. по предложению американского гидравлика Паршалля применяются лотки с уступами и порогами, т.е. усовершенствованные лотки Вентури. Наиболее распространенными из них являются лотки Паршалля (рис. 13.12) и лотки САНИИРИ (рис. 3.13).

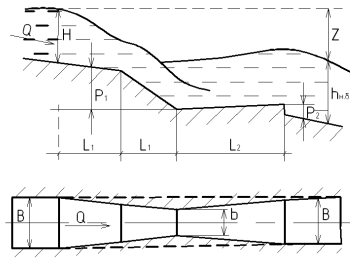


Рис. 3.12

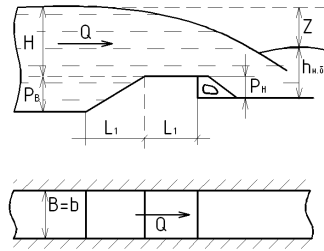


Рис. 3.13

Расход потока Q определяется в водомерных лотках в зависимости от его глубины H по формуле

$$Q = MbH^n, \quad (3.6)$$

где n – показатель степени; M – постоянная водомерного лотка.

Обе эти величины (n и M) зависят от типа лотка и его размеров и определяются опытным путем при тарировке лотка. Если размеры и место установки водомерного лотка соответствуют действующим стандартам на них, то значения M и n можно найти в таблицах справочников.

Контрольные вопросы

1. Понятие о водосливах.
2. Понятие о верхнем и нижнем бьефах.
3. Понятие об элементах очертания водослива.
4. Признаки и особенности водослива с тонкой стенкой.
5. Признаки и особенности водослива практического профиля.
6. Признаки и особенности водослива с широким порогом.
7. Формы водосливного отверстия.
8. Типы расположения водосливов в плане по отношению к потоку.
9. Боковое сжатие потока при водосливе.
10. Подтопление водослива нижним бьефом.
11. Требования к установке мерного водослива с тонкой стенкой.
12. Общая формула расхода мерного водослива с тонкой стенкой.
13. Схема и формула мерного прямоугольного водослива.
14. Схема и формула мерного треугольного водослива.
15. Схема водомерного лотка Вентури.
16. Схема водомерного лотка Вентури с порогом.
17. Схема лотка Паршаля.
18. Схема лотка САНИИРИ.
19. Расчетная формула водомерных лотков.

4. НЕРАВНОМЕРНОЕ БЕЗНАПОРНОЕ УСТАНОВИВШЕЕСЯ ДВИЖЕНИЕ ВОДЫ В КАНАЛАХ

4.1. Условия возникновения неравномерного режима движения жидкости

Если уклон дна больше нуля 0, равномерный режим может нарушаться в трех случаях.

1. В канале устанавливается плотина (рис. 4.1, а). Вода переливается через плотину, на некоторой ограниченной длине возникает неравномерное движение.
2. В канале устраивается перепад (рис. 4.1, б).
3. В канале устанавливается щит (рис. 4.1, в).

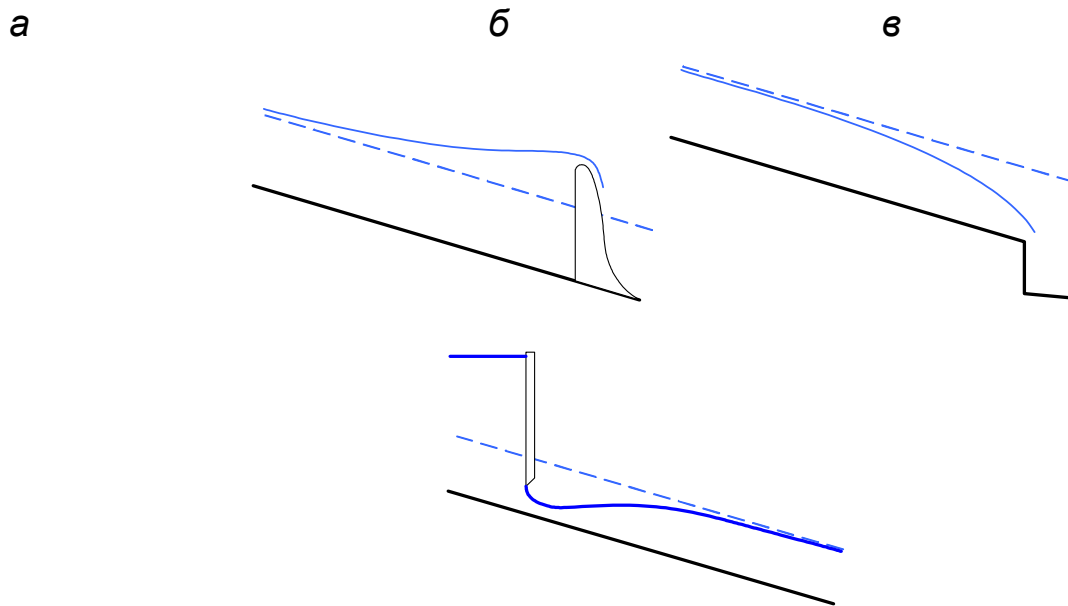


Рис. 4.1. Примеры неравномерного движения воды в призматических руслах с уклоном больше нуля: а – устройство плотины в канале; б – перепад; в – истечение жидкости из-под щита

В призматическом канале с уклоном дна больше нуля неравномерное движение устанавливается только в случае, когда имеется преграда.

Уклон дна равен нулю. Из формулы Шези получаем $v = 0$. Следовательно, равномерный режим не возможен. Для уклона меньше нуля значение скорости вообще неопределенно.

Задача о неравномерном режиме движения жидкости решается следующим образом:

- 1) считается, что заданы расход, форма и размеры канала, его шероховатость и уклон дна;
- 2) выделяется элементарный участок длиной ds и составляется дифференциальное уравнение неравномерного движения;
- 3) интегрируется данное дифференциальное уравнение, в результате чего получается уравнение свободной поверхности жидкости.

4.2. Дифференциальное уравнение неравномерного движения в призматическом русле

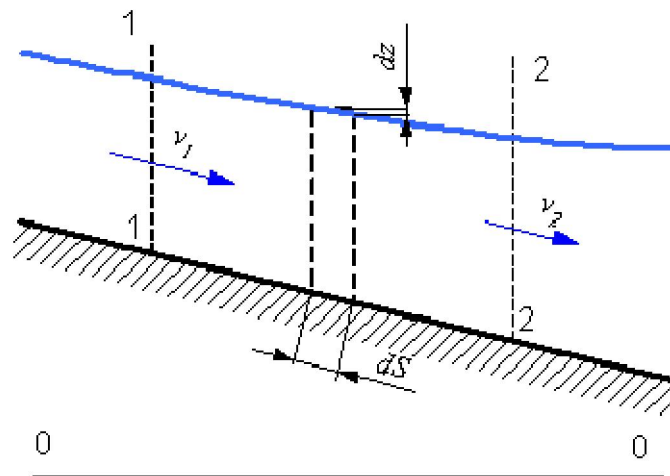


Рис. 4.2. Неравномерное движение воды в канале

Рассмотрим поток воды, находящийся в состоянии неравномерного движения. Наметим сечения 1–1, 2–2 и плоскость сравнения 0–0 (рис. 4.2). Запишем уравнение Бернулли для данных сечений. Учитывая, что давление на поверхности воды одинаковое,

$$z_1 + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h_f \quad (4.1)$$

После преобразования

$$z_1 - z_2 = \frac{\alpha v_2^2}{2g} - \frac{\alpha v_1^2}{2g} + h_f \quad (4.2)$$

Из последнего уравнения видно, что изменение потенциальной энергии, равно изменению кинетической плюс потери энергии.

Выделим бесконечно малый участок ds . Для этого участка уравнение запишется

$$-dz = d\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) + dh_f \quad (4.3)$$

Разделим это уравнение на ds

$$-\frac{dz}{ds} = \frac{d}{ds}\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) + \frac{dh_f}{ds} \quad (4.4)$$

Рассмотрим составляющие уравнения:

$$\frac{dh_f}{ds}$$

1) представляет собой гидравлический уклон. Используя формулу Шези, можно записать

$$\frac{dh_f}{ds} = \frac{v^2}{C^2 R} = \frac{Q^2}{\omega^2 C^2 R};$$

2) теперь рассмотрим. $-\frac{dz}{ds}$

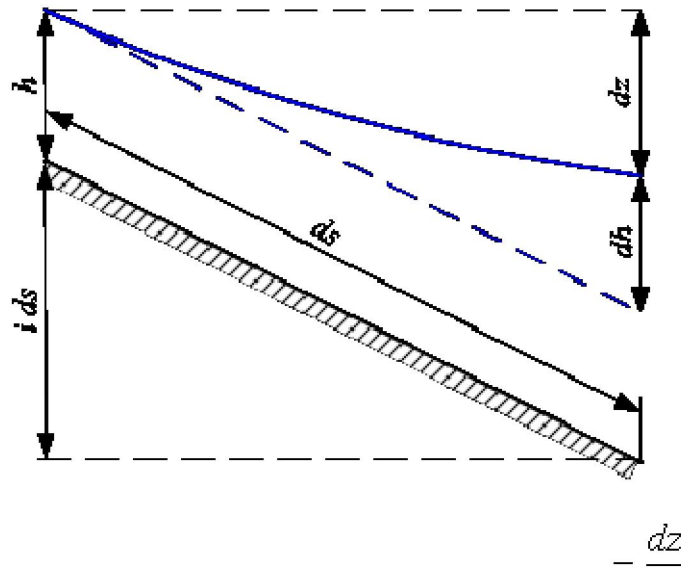


Рис. 4.3. Схема к определению величины $-\frac{dz}{ds}$

Из рис. 4.3 видно, что $-dz + dh = i \cdot ds$ или $-\frac{dz}{ds} + \frac{dh}{ds} = i$.
Следовательно,

$$\frac{dz}{ds} = \frac{dh}{ds} - i;$$

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{\alpha v^2}{2g} \right) = \frac{d}{ds} \left(\frac{\alpha Q^2}{\omega^2 2g} \right)$$

3) перейдем к рассмотрению.

Так как $Q = \text{const}$, $\square = 1$,
 $\square = f(h)$, $h = f(s)$

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{\alpha Q^2}{\omega^2 2g} \right) = - \frac{\alpha Q^2}{\omega^3 g} \frac{d\omega}{dh} \frac{dh}{ds}$$

Учитывая, что $\frac{d\omega}{dh} = B$,

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{\alpha v^2}{2g} \right) = - \frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{\omega^3} \frac{dh}{ds}$$

Подставляя полученные выражения в уравнение (4.4), получим

$$i - \frac{dh}{ds} = - \frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{\omega^3} \frac{dh}{ds} + \frac{Q^2}{\omega^2 C^2 R}$$

В окончательном виде

$$\frac{dh}{ds} = \frac{i - \frac{Q^2}{\omega^2 C^2 R}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{\omega^3}} \quad (4.5)$$

4.3. Удельная энергия сечения. Критическая глубина

Удельная энергия для данного живого сечения (т. е. полный напор) составляет

$$H = z + \frac{p}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g}$$

Удельной энергией сечения называется частное значение полной удельной энергии, когда плоскость сравнения проведена через самую низшую точку сечения потока.

Для безнапорного потока

$$z + \frac{p}{\gamma} = h$$

Следовательно,

$$\mathfrak{E} = h + \frac{\alpha v^2}{2g}, \quad (4.6)$$

ИЛИ

$$\mathfrak{E} = h + \frac{\alpha Q^2}{2g\omega^2}. \quad (4.7)$$

Исследуем зависимость удельной энергии сечения от глубины при условии, что $Q = \text{const}$ и поперечное сечение русла задано. Рассмотрим случай, когда $h \rightarrow 0$. Удельная энергия сечения в этом случае стремится к бесконечности $\mathfrak{E} \rightarrow \infty$, так как при этом $\omega \rightarrow 0$. Рассмотрим теперь случай, когда $h \rightarrow \infty$. Удельная энергия в этом случае также стремится к бесконечности $\mathfrak{E} \rightarrow \infty$.

Если непрерывная функция на границах стремится к бесконечности, то у данной функции имеется минимум. Следовательно, при некоторой глубине потока удельная энергия сечения минимальна.

Глубина h_k , при которой удельная энергия сечения минимальна, называется критической.

На рис. 4.4 показан график зависимости удельной энергии сечения от глубины. Из графика видно, что функция имеет две асимптоты: линию, проведенную из начала координат под углом 45° и горизонтальную ось. Заштрихованная область представляет график изменения скоростного напора от глубины. Точка,

соответствующая минимуму удельной энергии сечения, делит кривую $\mathfrak{E} = f(h)$ на две ветви. При изменении глубины в верхней части кривой скоростной напор изменяется мало, напротив, при уменьшении глубины в нижней ветви скоростной напор резко увеличивается.

Потоки, имеющие глубину ниже критической, называются бурными, потоки с глубиной выше критической – спокойными. Если глубина потока равна критической, то такое состояние потока называется критическим.

Получим зависимость для нахождения критической глубины

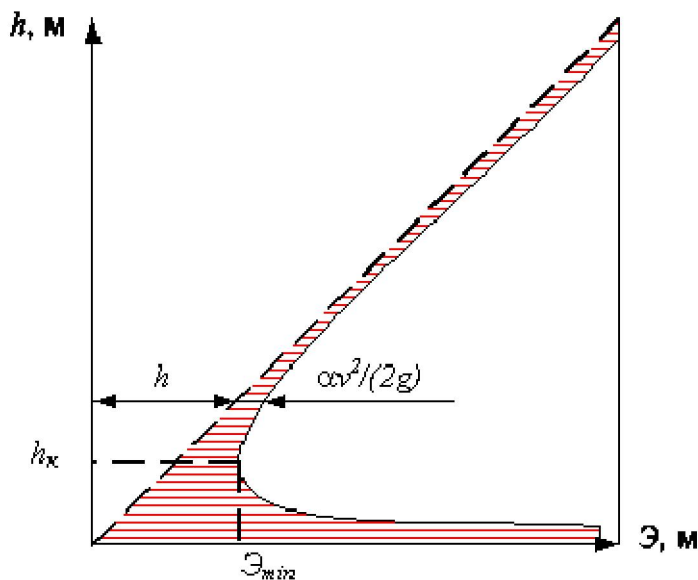


Рис. 4.4. График удельной энергии сечения

Поскольку функция имеет минимум, можно записать $\frac{d\Theta}{dh} = 0$ или $\frac{d\left(h + \frac{\alpha Q^2}{2g\omega^2}\right)}{dh} = 0$.

Продифференцировав выражение, получим

$$1 - \frac{\alpha Q^2}{2g} \frac{2}{\omega^3} \frac{d\omega}{dh} = 0,$$

или окончательно

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{\omega_{\kappa}^3}{B_{\kappa}}. \quad (4.8)$$

Уравнение (4.8) является трансцендентным, его решение возможно только численными методами, графически или подбором.

Рассмотрим случай, когда русло имеет прямоугольное поперечное сечение, т. е. $B = b$ и $\omega = b h$

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{b_{\kappa}^3 h_{\kappa}^3}{b_{\kappa}}.$$

После преобразования получим

$$h_{\kappa} = 3 \sqrt[3]{\frac{\alpha Q^2}{g b^2}}. \quad (4.9)$$

4.4. Нормальная глубина

Нормальной называется глубина, которая установилась бы в данном русле, если движение в русле равномерное.

Нормальная глубина h_0 определяется из уравнения равномерного режима движения

$$Q = \omega_0 C_0 \sqrt{R_0 i}, \quad (4.10)$$

или

$$Q = K_0 \sqrt{i}. \quad (4.11)$$

4.5. Критический уклон

При заданном расходе определенному уклону дна будет соответствовать вполне определенное значение глубины. С изменением уклона дна будет меняться и нормальная глубина, критическая глубина, зависящая только от расхода воды и размеров канала, меняться не будет.

Можно подобрать такой уклон дна, при котором нормальная глубина будет равна критической.

Критическим называется уклон, при котором нормальная глубина равна критической.

Рассматривая равномерный режим движения, из уравнения Шези можно записать

$$i_K = \frac{Q^2}{\omega_K^2 C_K^2 R_K} \quad (4.12)$$

Из уравнения (4.8) выразим

$$Q^2 = \frac{\omega_K^3 g}{\alpha B_K^3} \quad (4.13)$$

Подставив (4.13) в (4.12), получим

$$i_K = \frac{\omega_K g}{\alpha C_K^2 R_K B_K}, \quad (4.14)$$

или окончательно

$$i_K = \frac{\chi_K g}{\alpha C_K^2 B_K} \quad (4.15)$$

4.6. Интегрирование дифференциального уравнения неравномерного движения методом Чарномского

Выделим участок потока воды, находящийся в состоянии неравномерного движения. Наметим сечения 1–1, 2–2 и плоскость сравнения 0–0, проходящую через низшую точку сечения 2–2 (рис. 4.5). Запишем уравнение Бернулли для точек, лежащих на поверхности воды в данных сечениях

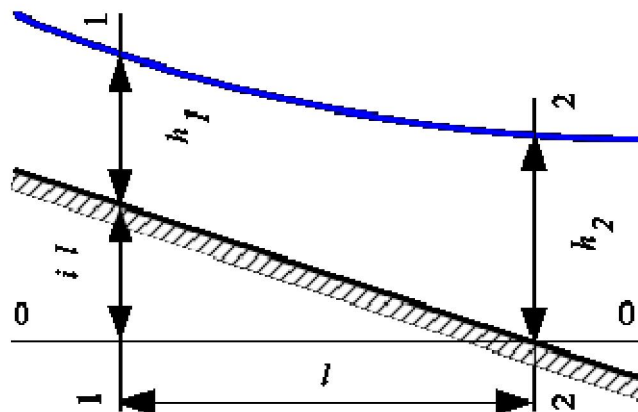


Рис. 4.5. Расчетная схема к способу Чарномского

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h_f$$

или

$$il + h_1 + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = h_2 + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + \bar{i}_f l \quad . \quad (4.16)$$

В окончательном виде

$$l = \frac{\mathfrak{E}_2 - \mathfrak{E}_1}{i - \bar{i}_f} \quad . \quad (4.17)$$

Методика построения кривой свободной поверхности состоит в следующем.

1. Задаются рядом глубин от h_1 до h_k , например, с шагом

$$\Delta h = \frac{h_1 - h_k}{k - 1}$$

2. Для данных глубин определяются значения площадей живого сечения, смоченных периметров, гидравлических радиусов, коэффициентов Шези, уклонов трения и удельных энергий сечений.

3. Для участков находят значения средних уклонов трения.

4. По формуле (4.17) вычисляются длины участков.

5. СОПРЯЖЕНИЕ БЬЕФОВ

5.1. Виды сопряжения бьефов

Бьефом называется часть потока до или после гидротехнического сооружения, соответственно различают верхний и нижний бьефы.

При падении струи потока с порога перепада (рис. 5.1) или перелива скорость движения воды увеличивается и, как следствие, уменьшается живое сечение. Наименьшего значения живое сечение достигает у дна. Данное сечение получило название, сжатое сечение, а глубина потока в сжатом сечении называется сжатой глубиной. Как правило, сжатая глубина всегда меньше критической глубины, т. е. имеет место бурное движение.

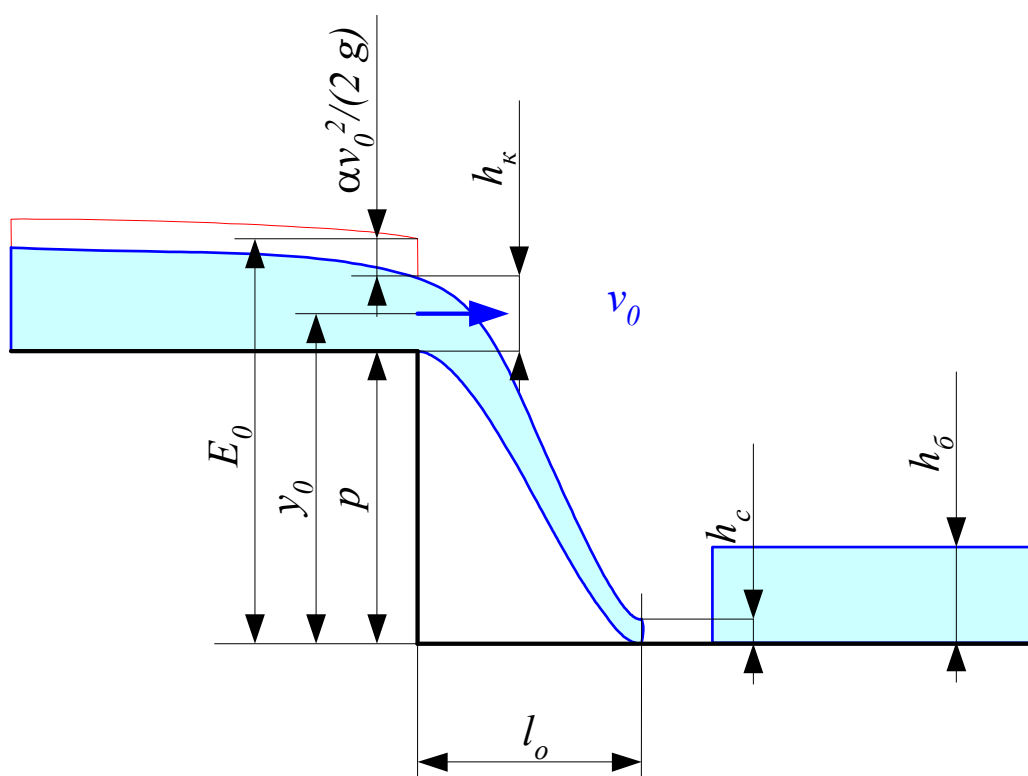


Рис. 5.1. Сопряжение бьефов. Перепад

В нижнем бьефе уклон дна часто меньше критического, следовательно, глубина воды в нижнем бьефе больше критической, а поток находится в спокойном состоянии. Величина глубины в нижнем бьефе в естественных руслах находится в ходе гидрологических изысканий. В литературе можно встретить название данной глубины – «бытовая». В искусственных, призматических руслах, глубина воды в нижнем бьефе находится из уравнения равномерного движения.

Переход потока из бурного состояния в спокойное сопровождается гидравлическим прыжком. В зависимости от соотношения второй сопряженной глубины и глубины потока в нижнем бьефе возможны три вида сопряжения бьефов.

Отогнанный прыжок. Если глубина, сопряженная сжатой, оказывается больше бытовой глубины, то сопряжение бьефов осуществляется в виде отогнанного прыжка (рис. 5.2). В этом случае гидравлический прыжок начинается на некотором расстоянии от сжатого сечения, это расстояние получило название длины отгона $l_{отг}$. На этом участке глубины возрастают от h_c до h_1 . Сопряжение гидравлического прыжка со сжатым сечением осуществляется в виде кривой подпора c_1 . Длина кривой подпора рассчитывается аналогично рассмотренному материалу в разд. 4. Движение воды на участках отгона, гидравлического прыжка и послепрыжкового участка характеризуется большими придонными скоростями, а также значительными пульсациями скоростей и давлений. Это приводит к необходимости укрепления русла на значительном по длине участке. Поэтому на практике стараются избегать данного вида сопряжения бьефов.

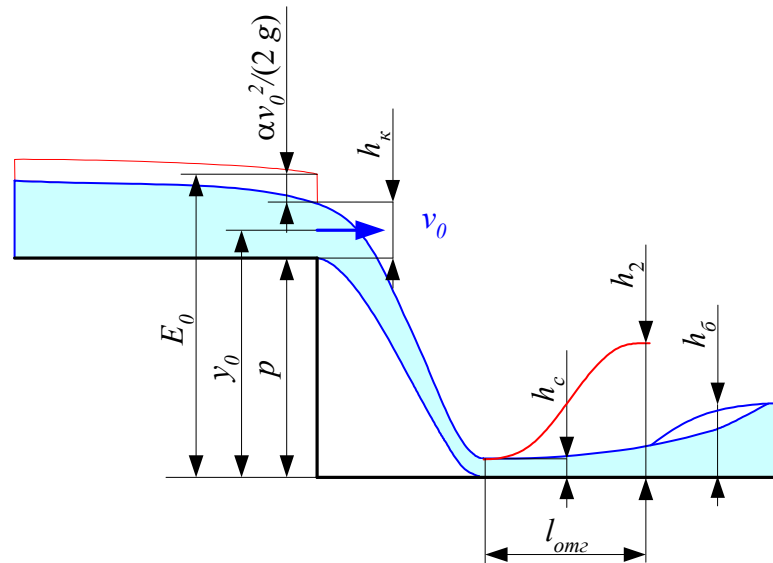


Рис. 5.2. Сопряжение бьефов при отогнанном прыжке

Затопленный прыжок. Если глубина нижнего бьефа больше второй сопряженной глубины, то происходит затопление сжатого сечения, прыжок пододвигается к перепаду (рис. 5.3). Этот вид сопряжения бьефов является наиболее приемлемым.

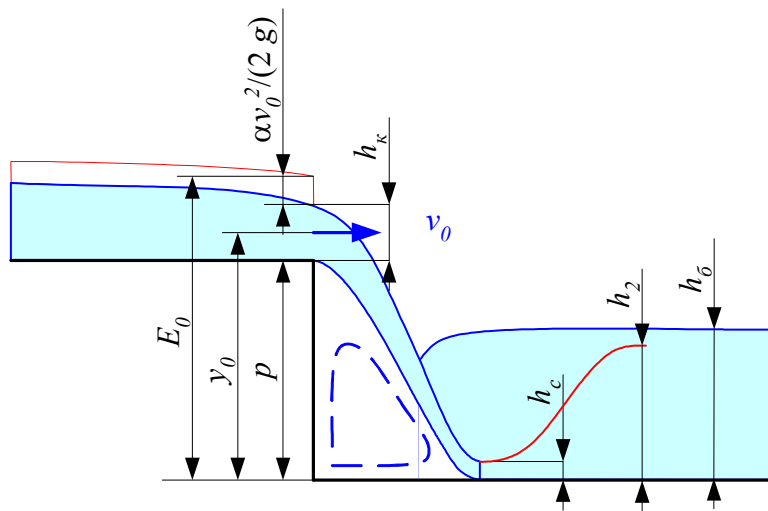


Рис. 5.3. Сопротивление бьефов при затопленном прыжке

Прыжок в сжатом сечении. В этом случае вторая сопряженная глубина равна глубине в нижнем бьефе. Длина отгона равна нулю. Нет также и затопления прыжка.

Расчет сопряжения бьефов выполняется в следующей последовательности: определяется сжатая глубина; устанавливается вид сопряжения и если сопряжение осуществляется не в виде затопленного прыжка, производится расчет гасителя энергии потока.

5.2. Сжатая глубина

Для нахождения сжатой глубины запишем уравнение Бернулли. Сечение 1–1 проведем перед перепадом (см. рис. 5.1). Сечение 2–2 проведем через сжатое сечение с–с. Плоскость сравнения 0–0 пройдет

на уровне дна в нижнем бьефе. Потери напора между сечениями 1–1 и с–с запишем как $\zeta \frac{v_c^2}{2g}$,

тогда

$$E + \frac{v_0^2}{2g} = h_c + \frac{v_c^2}{2g} + \zeta \frac{v_c^2}{2g}, \quad (5.1)$$

или

$$E_0 = h_c + (1 + \zeta) \frac{v_c^2}{2g}, \quad (5.2)$$

где E_0 – полный напор в сечении 1–1.

Так как

$$v_c = \frac{Q}{bh_c} = \frac{q}{h_c}, \quad (5.3)$$

и

$$1 + \zeta = \frac{1}{\varphi^2}, \quad (5.4)$$

то

$$E_0 = h_c + \frac{q^2}{2g h_c^2 \varphi^2}, \quad (5.5)$$

или

$$E_0 = h_c + \frac{A}{h_c^2}. \quad (5.6)$$

Уравнение (5.6) является кубическим относительно сжатой глубины, поэтому оно имеет три корня: первый корень является отрицательным; для второго корня выполняется условие $0 < h_c < h_k$; третий корень больше критической глубины. Уравнение (5.6) не имеет аналитического решения, следовательно, его можно решить численно, графически или подбором. Необходимо отметить, что для сжатой глубины обязательно выполнение условия $0 < h_c < h_k$.

5.3. Сооружения для гашения энергии в нижнем бьефе

Различают следующие виды гасителей энергии.

Водобойные колодцы (рис. 5.4). Для затопления гидравлического прыжка часть дна нижнего бьефа опускают на величину d – глубину колодца. Величина d выбирается так, чтобы выполнялось условие

$$h_2 < h_0 + d$$

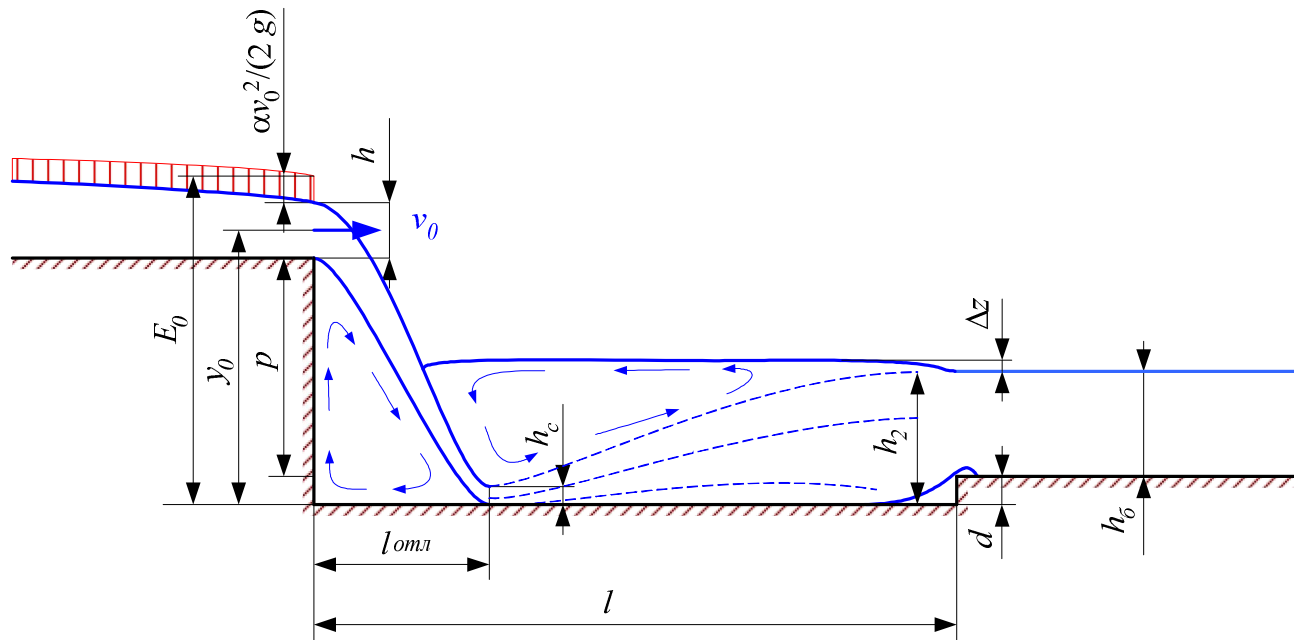


Рис. 5.4. Водобойный колодец

Водобойные стенки (рис. 5.5). Затопление прыжка в данном случае происходит за счет создания подпора перед водосливной стенкой высотой c .

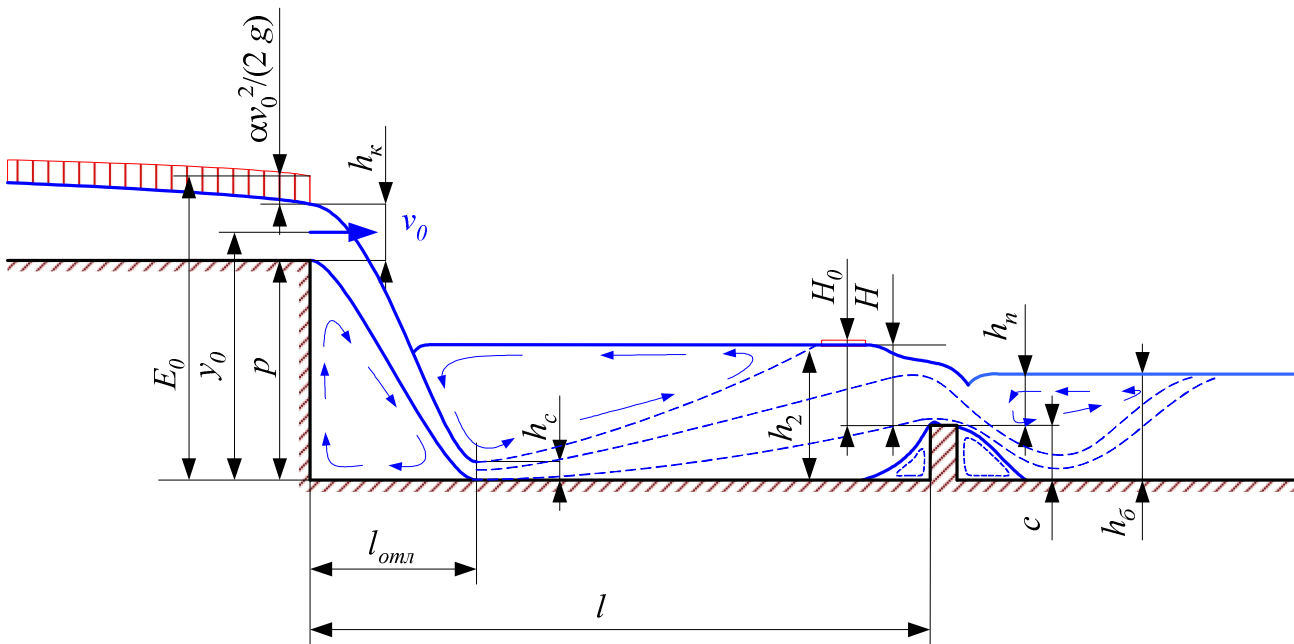


Рис. 5.5. Водобойная стенка

Комбинированные колодцы (рис. 5.6). Используется сочетание предыдущих двух принципов.

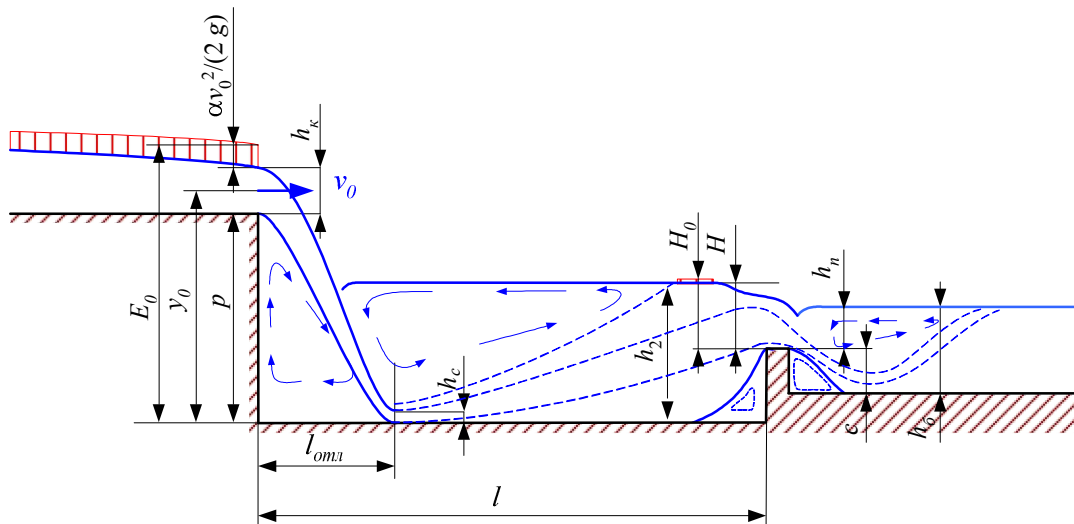


Рис. 5.6. Водобойный колодец комбинированного типа

Специальные гасители энергии (рис. 5.7). На пути движения потока устраиваются различные препятствия, например, бетонные пирсы.

Данные сооружения не поддаются гидравлическому расчету, поэтому их размеры, расположение в плане приходится устанавливать в ходе эксперимента.

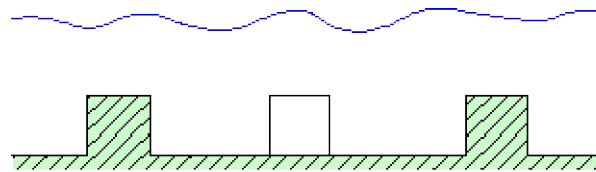


Рис. 5.7. Специальные гасители энергии