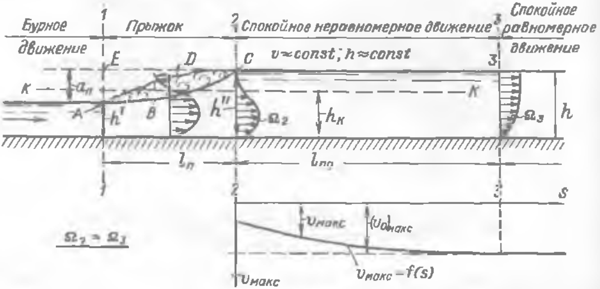
ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ ПРЫЖОК И ПОСЛЕПРЫЖКОВЫЙ УЧАСТОК. ФОРМЫ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОТОКА В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ РУСЛАХ, ИМЕЮЩИХ РЕЗКОЕ ИЗМЕНЕНИЕ УКЛОНА ДНА

§ 8-1. ОБЩИЕ УКАЗАНИЯ. ПОСЛЕПРЫЖКОВЫЙ УЧАСТОК

Будем иметь в виду, как и в предыдущей главе, что движение воды установившееся, безнапорное, турбулентное (отвечающее квадратичной области сопротивления).

В § 7-6 было указаио, что бурный поток переходит в спокойиый при помощи гидравлического прыжка (рис. 8-1).



Рнс. 8-1. Гидравлнческий прыжок и послепрыжковый участок. График максимальной допустимой скорости $v_{макс}$ (линия $K-K$ располагается к точке A ближе чем к точке E)

Гидравлическим прыжком называется р е з к о е *увеличение глубины потока от величины h', меньшей $h_к$, до величины h'', большей $h_к$.*

Величина $a_п$, показанная иа чертеже, называется в ы с о т о й прыжка, $l_п$ — д л и н о й п р ы ж к а. Глубины h и h'', измеряемые в сечениях $1-1$ и $2-2$, ограничивающих прыжок, называются с о п р я ж е н н ы м и

Надо запомнить, что прыжок появляется всегда, когда при увеличении глубин свободная поверхность пересекает линию критических глубин $K-K$ (имеется только один частный случай, являющийся исключением; см § 14-5).

Поясним характер даижения воды в пределах гидравлического прыжка.

В потоке между сечениями $1-1$ и $2-2$ наблюдается п о в е р х н о с т ь р а з д е л а ABC; ниже этой поверхности струя (т р а н з и т н а я с т р у я) резко расширяется от глубины h' до глубины h'', выше поверхности раздела ABC имеем п о в е р х н о с т н ы й в а л е ц. О самом вальце можно сказать следующее. Валец представляет собой в о д о в о р о т н у ю о б л а с т ь, описанную в § 4-14, он характеризуется весьма беспорядочным движением (см. зону A на рис. 4-27, *а*), которое, однако, с некоторым приближением можно привести к осреднениому водоноротному движению (см. аналогичную картину на рнс. 4-27, *б*). В отличне от рис. 4-27, в случае прыжка имеем безнапорное движение жидкости. Верхняя поверхность ADC вальца получается неровной, волнообразной. Валец насыщен пузырьками воздуха и потому малопрозрачен.

Благодаря пульсации актуальных скоростей в прыжке через поверхность раздела ABC происходит постоянный обмен жидкости между вальцом и транзитной струей. Все явление прыжка носит бурный характер, причем прыжок не находится на одном месте; он совершает некоторые небольшие поступательные движения то вправо (по течению), то влево (против течения).

В прыжке получается местная потеря напора, относящаяся к случаю безнапорного движения жидкости.[1]

Непосредственно за прыжком располагается так называемый послепрыжковый участок потока. Этот участок характеризуется следующим.

В сечении $2-2$ за прыжком эпюра осредненных скоростей u имеет вид, показанный на чертеже: скорость u в верхней точке C живого сечения равна нулю; вместе с тем придонные скорости в сечении $2-2$ являются большими. Прыжок способствует резкому повышению пульсации актуальных скоростей и давлений; в связи с этим за прыжком получаем поток, который характеризуется интенсивной турбулентностью.

На длине $l_{пп}$ послепрыжкового участка, в пределах между сечениями $2-2$ и $3-3$, происходит затухание пульсаций до величин, свойственных равномерному движению, а также выравнивание эпюры осредненных скоростей до той формы, которая отвечает также равномерному движению.

Наличие больших придонных осредненных скоростей и повышенная пульсация обусловливают большую размывающую способность потока. Для сечения $3-3$, где имеем структуру потока, находящегося в состоянии равномерного движения, максимальную допустимую скорость $(v_0)_{макс}$ можно определить по данным § 6-5, относящимся к равномерному движению. Что же касается сечения $2-2$, то здесь благодаря повышенной пульсации и большим придонным скоростям размывы грунта, образующего русло, должны начинаться при меньших средних скоростях, чем в сечении $3-3$. Поэтому сечениям $2-2$ и $3-3$ будут свойственны максимальные допустимые скорости $v_{макс}$ разной величины (хотя средние скорости v в этих сечениях, так же как и глубины h,– примерно одинаковы).

Величина $v_{макс}$ в пределах послепрыжкового участка должна увеличиваться по течению так, как показано на схеме графика, изображенного на рис. 8-1 (внизу). Размывающая же способность потока вдоль послепрыжкового участка должна соответственно уменьшаться от наибольшей величины в сечении $2-2$ до размывающей способности, свойственной равномерному движению в сечении $3-3$.

Различные авторы для определения длины $l_{пп}$ послепрыжкового участка дают разные эмпирические формулы, выражая обычно величину $l_{пп}$ через глубину h в русле за послепрыжковым участком:

$$l_{пп} \approx (10 \div 30)\,h. \tag{8-1}$$

Закончив на этом описание послепрыжкового участка, который представляет интерес в связи, например, с проектированием устройств нижнего бьефа плотин, обратимся снова к гидравлическому прыжку, причем рассмотрим его с энергетической точки зрения.

---

[1] В гл. 5, посвященной напорным трубам, говорилось о местных потерях напора, относящихся к случаю напорного движения. При безнапорном движении, помимо местной потери напора в прыжке, различают еще местные потери напора: «на поворот потока», при местном расширении потока и т. п.

Представим на рис. 8-2 гидравлический прыжок, получающийся при истечении воды из-под щита *Щ*. Кривая свободной поверхности *ab* является кривой типа c_0; кривая свободной поверхности *cd* является кривой типа b_0. Эти две кривые, одна из которых отвечает бурному движению, а другая – спокойному, сопрягаются прыжком *bc*.

Представим на рис. 8-2 (справа) кривую удельной энергии сечения, отвечающую заданному руслу и заданному расходу. Точки a', b', c', d' кривой $Э = f(h)$ отвечают точкам *a*, *b*, *c*, *d* свободной поверхности потока. При движении вдоль потока от точки *a* до точки *d* мы перемещаемся по кривой $Э = f(h)$, следуя по пути $a'b'c'd'$ (показан на графике стрелками). В точке b' (отвечающей точке *b*) осуществляется переход с *I* ветви кривой $Э = f(h)$ на *II* ветвь, причем мы попадаем в точку c' (отвечающую точке *c*). В конце потока получается минимум Э (см. точки d' и *d*), а следовательно, здесь устанавливается критическая глубина.

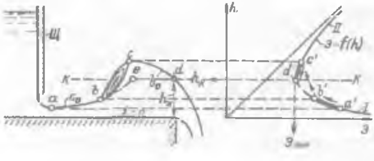


Рис. 8-2. Энергетическая интерпретация гидравлического прыжка

Прыжок показан в искаженном масштабе: горизонтальные размеры его сильно преуменьшены

Если бы мы допустили, что прыжок в природе отсутствует, то кривая *ab* в некоторой точке *e* подошла к линии $K-K$, поток в этом месте получил бы минимальную возможную энергию, причем дальнейшее движение жидкости было бы невозможно (в связи с отсутствием того запаса энергии, который должен затрачиваться на работу сил трения при дальнейшем движении жидкости).

В заключение заметим, что вопрос о гидравлическом прыжке впервые был исследован (в прошлом столетии) Бидоне, Беланже и Буссинеском. Последний автор, использовав теорему о количестве движения, нашел уравнение, связывающее сопряженные глубины h' и h''. Такое уравнение получило название основного уравнения прыжка.

§ 8-2. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО ПРЫЖКА

Будем рассматривать случай, когда прыжок устанавливается в достаточно длинном цилиндрическом русле, имеющем прямоугольное или близкое к прямоугольному поперечное сечение.[1]

Так как прыжок имеет относительно малую длину, то падением дна русла на этой длине при малых значениях *i* часто можно пренебречь и считать, что дно русла в пределах прыжка – горизонтально, т. е. $i = 0$ (это положение следует рассматривать как первое допущение, делаемое при выводе основного уравнения прыжка).

Представим на рис. 8-3 схему продольного разреза прыжка, причем ось *s* наметим, как указано на чертеже. В сечении *AB* потока имеем плавно изменяющееся движение; в сечении *CD* движение является не вполне плавно изменяющимся, однако будем считать при выводе искомого уравнения, что и в этом сечении движение является плавно изменяющимся (второе допущение).

[1] В случае, например, трапецеидального русла возникают боковые водоворотные области, причем качественная сторона протекания воды в пределах прыжка несколько изменяется.

Наша задача состоит в том, чтобы найти аналитическую связь между сопряженными глубинами h' и h''

Для решения этой задачи прилагаем уравнение количества движения (3-124) к отсеку жидкости $ABCD$:

$$\alpha_0 \rho Q (v_2 - v_1) = T_{0_s} + G_s + R_s + P_s, \tag{8-2}$$

где v_1 и v_2 – средние скорости в живых сечениях AB и CD: T_{0_s} – проекция силы внешнего трения, приложенной к отсеку $ABCD$, на ось s; силой T_{0_s} пренебрегаем ввиду ее малости сравнительно с другими силами (третье допущение):

$$T_{0_s} = 0; \tag{8-3}$$

G_s – проекция веса рассматриваемого отсека на ось s; R_s – проекция реакции дна на ось s.

$$G_s = 0, \ R_s = 0; \tag{8-4}$$

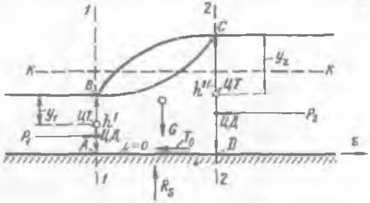


Рис. 8-3 Схема гидравлического прыжка

P_s – проекция на ось s сил давления, действующих на рассматриваемый отсек со стороны окружающей жидкости; с учетом 2-го допущения, предусматривающего распределение давления в сечении $2-2$ по гидростатическому закону, величина P_s может быть записана в виде

$$P_s = P_1 - P_2 = \omega_1 y_1 \gamma - \omega_2 y_2 \gamma. \tag{8-5}$$

Здесь P_1 и P_2 – силы, указанные на чертеже, они приложены в центре давления (ЦД) сечений; ω_1 и ω_2 – площади живых сечений AB и CD, y_1 и y_2 – заглубления под уровнем жидкости соответственно центра тяжести (ЦТ) сечения AB и центра тяжести (ЦТ) сечения CD; $y_1\gamma$ и $y_2\gamma$ – гидродинамические давления в центрах тяжести сечений AB и CD

Учитывая (8-3), (8-4) и (8-5), вместо (8-2) получаем

$$\alpha_0 \frac{\rho}{\gamma} Q \left(\frac{Q}{\omega_2} - \frac{Q}{\omega_1} \right) = \omega_1 y_1 - \omega_2 y_2, \tag{8-6}$$

или дополнительно, учитывая, что $\dfrac{\rho}{\gamma} = \dfrac{1}{g}$,

$$\boxed{\frac{\alpha_0 Q^2}{g\omega_2} + \omega_2 y_2 = \frac{\alpha_0 Q^2}{g\omega_1} + \omega_1 y_1.} \tag{8-7}$$

Уравнение (8-7) и называется **основным уравнением прыжка** (для достаточно длинного цилиндрического русла с небольшим уклоном дна отмеченного выше поперечного сечения). При выводе этого уравнения корректив количества движения α_0 для сечений AB и CD был принят одинаковым: $\alpha_{0_1} = \alpha_{0_2} = \alpha_0$ (четвертое допущение). Заметим, однако, что в сечении CD корректив α_{0_2}, в связи со значительной неравномерностью распределения осредненных скоростей (см. рис. 8-1) и интенсивной пульсацией скоростей в этом сечении, может значительно отличаться от $\alpha_{0_1} \approx 1{,}0$.

§ 8-3. ПРЫЖКОВАЯ ФУНКЦИЯ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОДНОЙ ИЗ СОПРЯЖЕННЫХ ГЛУБИН ПО ЗАДАННОЙ ДРУГОЙ СОПРЯЖЕННОЙ ГЛУБИНЕ

Положим, что русло и расход иам заданы (рис. 8-4, *а*). При этом условии левая часть уравнения (8-7) представляет собой некоторую функцию т о л ь к о от глубин h''; правая же часть данного уравнения является т а к о й ж е т о ч н о функцией т о л ь к о о т глубин h'.

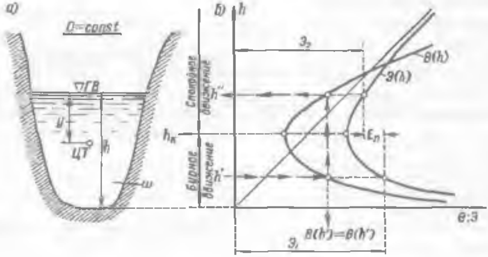


Рис. 8-4. График прыжковой функции $\Theta(h)$

Учитывая сказанное, введем обозначение:

$$\boxed{\frac{\alpha_0 Q^2}{g\omega} + y\omega = \Theta(h),} \tag{8-8}$$

где h – глубина в данном сечении; ω и y – соответствующие велнчины, отвечающие этой глубине.

Функция $\Theta(h)$ называется п р ы ж к о в о й ф у н к ц н е й. Размерность ее – длина в кубе (например, м^3).

Пользуясь обозначением (8-8), основное уравнение прыжка (8-7) можно переписать в виде

$$\Theta(h') = \Theta(h''), \tag{8-9}$$

где $\Theta(h')$ – значение прыжковой функции, отвечающее глубине h'; $\Theta(h'')$ – значение прыжковой функции, отвечающее глубине h''.

Из (8-9) видно, что сопряженные глубнны обладают следующим свойством: *для сопряженных глубин прыжковая функция имеет одну и ту же величину.* Этим свойством и пользуются при отыскании одной сопряженной глубины, когда другая задана.

В литературе приводится подробное исследованне функции $\Theta(h)$. Из этого исследования вытекает, что $\Theta(h)$ может быть выражена кривой $\Theta(h)$, показанной на рис. 8-4. Как видно, эта кривая обладает следующими свойствами:

а) минимум кривой $\Theta(h)$ совпадает (если $\alpha \approx \alpha_0$) с минимумом кривой $Э(h)$ удельной энергии сечения и отвечает глубине $h = h_к$;

б) при $h \to 0$ величина Θ стремится к бесконечности;

в) при $h \to \infty$ величина Θ стремится к бесконечности.

Пользуясь этой кривой, можно по заданной глубине h' найти глубину h'' и, наоборот, зиая h'' – найти глубину h'. Из рис. 8-4 видно, что если глубиив

h' уменьшается, то сопряженная с ней глубина h'' увеличивается (и наоборот). Отметим, что линия критических глубин $K - K$ всегда пересекает прыжок, причем $h_к$ несколько меньше величины, равной $0,5(h' + h'')$.

Для определения сопряженных глубин можно пользоваться приближенными формулами А. Н. Рахманова:

$$\xi' = \frac{1,2}{\xi''} - 0,2; \ \xi'' = \frac{1}{0,167 + 0,834\xi'}, \tag{8-10}$$

где ξ' и ξ'' — относительные глубины:

$$\xi' = \frac{h'}{h_к}; \ \xi'' = \frac{h''}{h_к}. \tag{8-11}$$

Эти полуэмпирические формулы при $\xi'' \leqslant 5$ дают обычно погрешность менее 7%.

§ 8-4. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ПРЫЖКА В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ РУСЛЕ

В случае прямоугольного цилиндрического русла основное уравнение прыжка (8-7) упрощается.

Для прямоугольного русла имеем

$$\omega = bh; \ y = \frac{h}{2}; \ q = \frac{Q}{b}; \ Q = qb, \tag{8-12}$$

где q — удельный (или единичный) расход.

Прыжковая функция для прямоугольного русла выразится в виде

$$\Theta(h) = \frac{\alpha_0 Q^2}{g\omega} + y\omega = \frac{\alpha_0 q^2 b^2}{gbh} + \frac{h}{2}bh \tag{8-13}$$

или

$$\Theta(h) = b\left(\frac{\alpha_0 q^2}{gh} + \frac{h^2}{2}\right). \tag{8-14}$$

Рассматривая теперь 1 м ширины прямоугольного русла, введем понятие удельной, или единичной, прыжковой функции, т. е. прыжковой функции, отнесенной к единице ширины потока,

$$\theta(h) = \frac{\Theta(h)}{b}. \tag{8-15}$$

При этом вместо (8-9) можем написать

$$\theta(h') = \theta(h''). \tag{8-16}$$

Учитывая (8-14) и (8-15), видим, что

$$\theta(h) = \frac{\alpha_0 q^2}{gh} + \frac{h^2}{2}. \tag{8-17}$$

Имея в виду, что

$$h_к^3 = \frac{\alpha q^2}{g}, \tag{8-18}$$

получаем (при $\alpha \approx \alpha_0$)

$$\theta(h) = \frac{h_к^3}{h} + \frac{h^2}{2}. \tag{8-19}$$

Используя (8-19), формулу (8-16) представим в виде

$$\frac{h_к^3}{h'} + \frac{h'^2}{2} = \frac{h_к^3}{h''} + \frac{h''^2}{2}, \tag{8-20}$$

откуда

$$h_к^3\left(\frac{1}{h'} - \frac{1}{h''}\right) = \frac{h''^2 - h'^2}{2}, \tag{8-21}$$

или

$$2h_к^3 = \frac{h''^2 - h'^2}{\dfrac{1}{h'} - \dfrac{1}{h''}}, \tag{8-22}$$

или

$$h'h''(h' + h'') = 2h_к^3. \tag{8-23}$$

Решая это уравнение относительно h' и h'', получаем

$$h' = \frac{h''}{2}\left[\sqrt{1 + 8\left(\frac{h_к}{h''}\right)^3} - 1\right]; \tag{8-24}$$

$$h'' = \frac{h'}{2}\left[\sqrt{1 + 8\left(\frac{h_к}{h'}\right)^3} - 1\right]. \tag{8-25}$$

Уравнение (8-24) позволяет найти h', если задано h''; уравнение (8-25) – найти h'', если задано h'. Как видно, в случае прямоугольного русла глубины h' и h'' находятся непосредственно без предварительного построения графика прыжковой функции.

В формулу (8-24) вместо выражения $8\left(\frac{h_к}{h''}\right)^3$ можно ввести величину

$$8\left(\frac{h_к}{h''}\right)^3 = 8\frac{1}{h''^3}\frac{\alpha q^2}{g} = \frac{8\alpha q^2}{gh''^3} = \frac{8\alpha v_2^2}{gh''}; \tag{8-26}$$

аналогично можно поступить и с формулой (8-25).

Зависимости (8-24) и (8-25) можно представить также в относительных величинах. С этой целью разделим (8-23) на $h_к^3$, в результате получаем

$$\xi'\xi''(\xi' + \xi'') = 2, \tag{8-27}$$

где ξ' и ξ'' определяются (8-11).

Решая (8-27) относительно ξ', вместо (8-24) имеем

$$\xi' = \frac{\xi''}{2}\left(\sqrt{1 + \frac{8}{\xi''^3}} - 1\right). \tag{8-28}$$

По этому уравнению А. А. Угинчусом был построен расчетный график. Пользуясь таким графиком (приводимым в литературе), можно определять одну из взаимных глубин, зная другую взаимную глубину, не прибегая к вычислениям по формуле (8-24) или (8-25). Вместо формул (8-24) и (8-25) можно пользоваться также формулами Рахманова (8-10), которые при $\xi'' < (3 \div 3{,}5)$ дают здесь высокую точность.

§ 8-5. ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРЫЖКА В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ГОРИЗОНТАЛЬНОМ РУСЛЕ. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ В ПРЫЖКЕ

Выше мы рассматривали высотные элементы прыжка. Вместе с тем при проектировании, например плотин (при расчете нижнего бьефа), приходится интересоваться и длиной прыжка $l_п$ (рис. 8-1). Однако вопрос об этом размере до сего времени не получил даже приближенного теоретического решения. Различные авторы предложили для практического определения длины $l_п$ разные чисто эмпирические формулы (в литературе опубликовано около четырех десятков таких формул).

При сопоставлении этих формул, проведенном в последнее время, выяснилось, что в длинах прыжка, вычисленных по ним, получается большое расхождение. В связи с этим в настоящее время приходится рекомендовать из числа упомянутых экспериментальных формул ту зависимость, которая, с одной стороны, является наиболее простой и, с другой стороны, дает примерно средние значения $l_п$ (среди тех, которые получаются по разным экспериментальным формулам, имеющимся в литературе).

В качестве именно таких зависимостей приведем здесь следующие:

а) формулу Павловского (1937 г.)

$$l_п = 2{,}5(1{,}9\,h'' - h'); \tag{8-29}$$

б) формулу Сафранеца (1927 – 1930 гг.)

$$l_п = 4{,}5\,h''; \tag{8-30}$$

в) формулу Бахметева и Матцке (1936 г.)

$$l_п = 5a_{пр} = 5\,(h'' - h'). \tag{8-31}$$

В пределах прыжка, где имеется водоворотная область в виде поверхностного вальца, получается относительно большая потеря напора (см. § 4-14). Поэтому удельная энергия транзитной струи в пределах прыжка резко уменьшается по течению; уменьшение же удельной энергии для бурного потока [см., например, кривую $Э = f(h)$ на рис. 8-4, *б*] обусловливает резкое расширение струи.

Для горизонтального русла (при $i = 0$) потеря напора (потеря удельной энергии) в прыжке будет

$$E_п = \left(h' + \frac{\alpha v_1^2}{2g}\right) - \left(h'' + \frac{\alpha v_2^2}{2g}\right); \tag{8-32}$$

Эту величину можно найти также по графику на рис. 8-4, *б*, где помимо кривой прыжковой функции, нанесена еще кривая удельной энергии сечения Э.

В случае прямоугольного русла формула (8-32) приводится к виду

$$E_п = \frac{a_п^3}{4h'h''}; \tag{8-33}$$

рассматривая эту зависимость, можно показать, что потеря энергии в прыжке прямо пропорциональна примерно третьей степени высоты прыжка; следовательно, $E_п$ сильно растет с увеличением высоты прыжка.

§ 8-6. ОСОБЫЕ ВИДЫ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО ПРЫЖКА. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

С явлением прыжка весьма часто встречаемся в практике, в частности, при строительстве плотин; здесь приходится сталкиваться иногда с гидравлическими прыжками особого вида:

а) с так называемым **затопленным прыжком** (см. далее, например, рис. 12-42):

б) с так называемым **несвободным прыжком**, который получается в недостаточно длинном русле, например, в особом колодце, устраиваемом за плотиной (этот колодец стесняет развитие горизонтальных размеров прыжка, причем длина его получается относительно небольшой).

Можно сказать, что выше мы ограничивались рассмотрением только **свободного незатопленного прыжка в правильном призматическом русле** (имеющем поперечное сечение, близкое к прямоугольному) **с уклоном** $i = 0$.

При малой разнице сопряженных глубин h' и h'' сила $P_s = P_1 - P_2$, входящая в уравнение (8-2), получается относительно небольшой. В этом случае

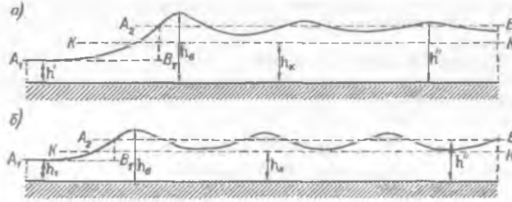


Рис. 8-5 Свободный волнистый прыжок в виде затухающих (*а*) и периодических (*б*) волн

сила внешнего трения T_{0_x} становится соизмеримой с силой P_s, и поэтому в уравнении количества движения силой T_{0_x} уже пренебрегать нельзя (что мы делали выше при выводе основного уравнения прыжка).

В связи со сказанным, найденное выше основное уравнение (8-7) может оказаться недостаточно точным при малой разности глубин h' и h'', т. е. в случае, когда эти глубины близки к критической глубине. При этих условиях внешний вид свободного прыжка качественно изменяется. Следует считать, что описанный в предыдущих параграфах свободный прыжок, который может быть назван здесь **совершенным**, получается только в случае, когда

$$h' \leqslant 0{,}60\, h_к. \tag{8-34}$$

При больших величинах h', а именно:

а) в случае

$$0{,}60 h_к < h' \leqslant 0{,}70 h_к \tag{8-35}$$

имеем так называемый **несовершенный** прыжок; здесь на поверхности прыжка получаем относительно небольшой валец, в связи с чем интенсивность турбулентности потока непосредственно за прыжком повышается не сильно;

б) в случае

$$0{,}70 h_к < h' \leqslant 0{,}85 h_к \tag{8-36}$$

имеем **волнистый прыжок** в виде затухающих волн (рис. 8-5, *а*); здесь валец вовсе отсутствует; высота первой волны получается примерно в 1,5 раза больше высоты гидравлического прыжка, определенной в соответствии с формулой (8-25); за упомянутой первой волной следуют небольшие волны, затухающие на короткой длине, причем в конце этого ряда волн получаем глубину, близкую к глубине h'', вычисленной по формуле (8-25);[1]

в) в случае

$$0{,}85\,h_к < h' \leqslant h_к \tag{8-37}$$

имеем «прыжок» в виде периодических волн (рис. 8-5, *б*), т. е. некоторого цуга волн, затухающих на относительно большой длине.

Специальный анализ кривой прыжковой функции и кривой удельной энергии сечения (рис. 8-4) показывает, что имеется некоторая «околокритическая» область глубин h:

$$0{,}85h_к \leqslant h \leqslant 1{,}15h_к, \tag{8-38}$$

при которой переход бурного движения в спокойное осуществляется практически без потерь напора (при помощи упомянутых периодических волн).[2]

Выше мы рассматривали горизонтальное русло. Явление гидравлического прыжка в русле с достаточно большим уклоном дна исследовалось рядом авторов. Можно привести следующие данные, относящиеся к этому случаю:

а) при $i > 0$ длина прыжка возрастает; эту длину при $i \leqslant {}^1/_3$ можно определять по эмпирической формуле Г. Н. Косяковой (1949 г.):

$$l_п = l'_п(1 + 3i), \tag{8-39}$$

где $l_п$ – искомая длина прыжка, измеренная по горизонтали; $l'_п$ – длина прыжка, вычисленная для горизонтального русла при той же глубине h';

б) для прямоугольного наклонного русла, согласно Г. Н. Косяковой, величина h'' может определяться по формуле:

$$h'' = h' + a' + il_п, \tag{8-40}$$

где $l_п$ – устанавливается по формуле (8-39); величина же a' – по зависимости:

$$a' = a_п(1 - 1{,}75i),$$

где $a_п$ – высота прыжка, найденная для горизонтального русла при глубине h'.

В практике приходится сталкиваться с явлением прыжка, возникающего в пространственных условиях; в этих условиях мы можем получить так называемые косые прыжки, т. е. прыжки, фронт которых в плане не ортогонален к оси струи. В отличие от косых прыжков, описанные выше прыжки могут быть названы прямыми.

Встречаются случаи, так сказать, полубезнапорного прыжка, получающегося, например, в напорном туннеле за затвором, частично перекрывающим этот туннель; при наличии аэрационного канала за затвором (см. рис. 5-8) могут возникнуть условия, когда перед прыжком будет безнапорное движение, а непосредственно за прыжком – напорное.

Изучая поясненные выше гидравлические прыжки, интересуются не только длиной этих прыжков и сопряженными глубинами, но также вопросами о распределении скоростей в районе прыжка, пульсации скоростей и давлений, размывающей способностью потока в пределах прыжка, аэрацией потока.

Надо в заключение подчеркнуть, что выше мы всюду имели в виду турбулентный режим; следует, однако, учитывать, что гидравлический прыжок может возникать при определенных условиях и в случае ламинарного режима.

---

[1] Здесь всюду имеем в виду прямоугольное русло.

[2] Пределы существования околокритической области, а также пределы существования «прыжков» различного вида нами были заимствованы из работ А. А. Турсунова, обобщившего имеющиеся экспериментальные данные.

§ 8-7. ФОРМЫ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОТОКА ПРИ РЕЗКОМ ИЗМЕНЕНИИ УКЛОНА ДНА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КАНАЛА

В этом параграфе обобщим данные, полученные в гл. 7, с данными о гидравлическом прыжке, кроме того, рассмотрим здесь более сложные случаи неравномерного движения – случаи, когда дно канала резко изменяет свой уклон. Представим на рис. 8-6, *а*, *б* цилиндрическое русло, имеющее в точке O «перелом» дна. Будем считать, что вдали от вертикали $W-W$, проходящей через точку O, на левом и правом участках русла имеет место равномерный режим, характеризуемый глубинами h_{0_1} (для левого участка русла) и h_{0_2} (для правого участка русла).

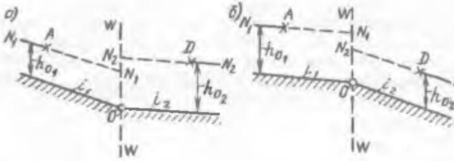


Рис. 8-6. Каналы с резким изменением уклона дна (в точке O)

Поставим себе целью выяснить, какие формы свободной поверхности могут иметь место в районе перелома дна, т. е. какой именно кривой должны сопрягаться точки A и D свободной поверхности (рис. 8-6).

При рассмотрении этой задачи можно различать разные случаи канала:

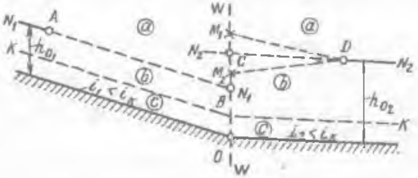


Рис. 8-7. К построению свободной поверхности в канале при отсутствии гидравлического прыжка

1) оба уклона дна канала (i_1 и i_2) меньше критического (возникновение гидравлического прыжка невозможно);

2) оба уклона (i_1 и i_2) больше критического (прыжок также невозможен);

3) $i_1 < i_к$; $i_2 > i_к$ (прыжок невозможен);

4) $i_1 > i_к$; $i_2 < i_к$; здесь свободная поверхность, поднимаясь по течению, должна пересекать линию $K-K$ (следовательно, в русле возникнет прыжок).

1°. Случай, когда прыжок в русле отсутствует. Общий метод рассуждений, при помощи которого устанавливается возможная форма свободной поверхности, поясним на следующем примере (рис. 8-7):

1) обозначим через B и C точки пересечения вертикали $W-W$ с линиями нормальных глубин: N_1N_1 (для 1-го участка канала) и N_2N_2 (для 2-го участка канала);

2) обозначим через M точку пересечения искомой свободной поверхности с вертикалью $W-W$; эту точку назовем м а р к о й M;

3) далее рассматриваем возможные положения марки M на вертикали $W-W$, при этом в случае, показанном на рис. 8-7, рассуждаем так:

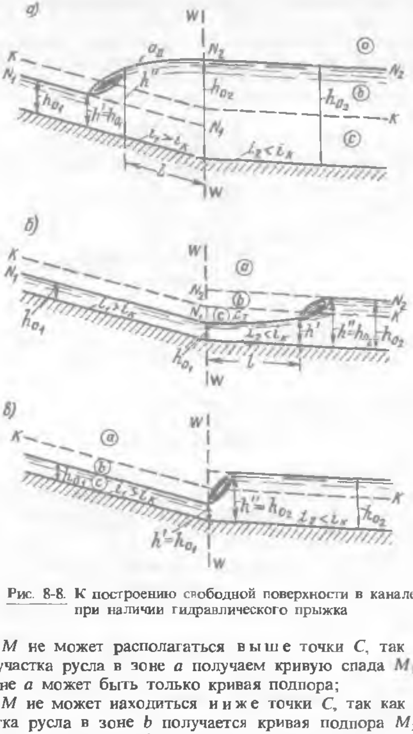


Рис. 8-8. К построению свободной поверхности в канале при наличии гидравлического прыжка

а) марка M не может располагаться в ы ш е точки C, так как при этом для правого участка русла в зоне a получаем кривую спада M_1D, что невозможно,— в зоне a может быть только кривая подпора;

б) марка M не может находиться н и ж е точки C, так как при этом для правого участка русла в зоне b получается кривая подпора M_2D, что также невозможно,— в зоне b может быть только кривая спада;

в) из сказанного заключаем, что единственно приемлемым положением марки M на вертикали $W-W$ (при котором мы получаем физически возможные формы свободной поверхности для правого и левого участков русла) является положение, когда марка M совпадает с точкой C; при этом в пределах левого участка русла имеет место кривая подпора типа a_1; в пределах же правого участка русла на всем его протяжении существует равномерный режим.

Из приведенного примера дополнительно можно сделать следующий общий вывод (см. также § 7-6): *в случае спокойного движения воды построение кривой свободной поверхности следует вести снизу вверх, т. е. идя против течения.*

Если бы мы рассмотрели пример русла с большими уклонами ($i > i_к$), когда в русле имеется бурное движение воды, то пришли бы к прямо противоположному выводу (см. также § 7-6): *построение кривой свободной поверхности бурных потоков следует вести в направлении вниз по течению.*

2°. Случай, когда в русле имеет место гидравлический прыжок. В этом случае $i_1 > i_к$; $i_2 < i_к$; $h_{0_1} < h_к$; $h_{0_2} > h_к$.

Здесь бурное течение переходит в спокойное; свободная поверхность пересекает линию $K - K$, причем можем получить одну из трех схем свободной поверхности (рис. 8-8):

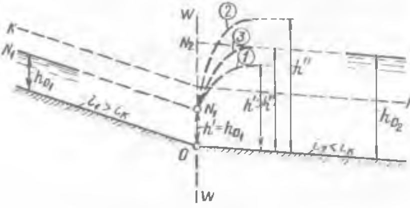


Рис. 8-9. К определению местоположения гидравлического прыжка в канале

а) прыжок на 1-м участке русла (рис. 8-8, *а*);

б) прыжок на 2-м участке русла (рис. 8-8, *б*);

в) промежуточная схема – прыжок устанавливается в месте перелома дна (рис. 8-8, *в*).

Чтобы решить вопрос о том, какая из трех схем должна иметь место в данном конкретном случае, рассуждаем следующим образом (рис. 8-9).

1. Представляем себе, что на всей длине первого участка имеется равномерный режим, причем в сечении $W - W$ устанавливается глубина h_{0_1}.

2. Представляем себе далее, что в сечении $W - W$ образовался ф и к т и в н ы й гидравлический прыжок, имеющий сопряженные глубины $h' = h_{0_1}$ и h'', причем фиктивную глубину h'' вычисляем по основному уравнению прыжка, зная h'. Три возможных варианта фиктивного прыжка показаны на рис. 8-9 жирной штриховой линией.

3. После этого руководствуемся следующими правилами:

а) если $h'' < h_{0_2}$, т. е. если фиктивный прыжок, представленный в сечении $W - W$, затопляется потоком 2-го участка канала (см. фиктивный прыжок *1*), то действительный прыжок устанавливается на первом участке русла (рис. 8-8, *а*);

б) если $h'' > h_{0_2}$, т. е. глубина фиктивного прыжка (см. фиктивный прыжок *2*) б о л ь ш е нормальной глубины второго участка русла, то уровень воды этого участка канала о т г о н я е т с я от вертикали $W - W$, причем действительный прыжок устанавливается на втором участке (рис. 8-8, *б*);

в) если $h'' = h_{0_2}$, то ясно, что прыжок устанавливается в точке *O* (фиктивный прыжок *3* обращается в действительный); рис. 8-8, *в*.

4. В случае схем *а* и *б* находим длину l (см. рис. 8-8), которая определяет местоположение прыжка. Эту длину вычисляем, пользуясь уравнением неравномерного движения, как длину кривой подпора a_{II} (рис. 8-8, *а*) или длину кривой подпора c_1 (рис. 8-8, *б*). Здесь при использовании уравнения неравномерного движения нам, помимо заданной глубины h_{0_2} (8-8, *а*) или заданной глубины

h_{0_1} (рис. 8-8, *б*), надо еще знать глубину h'' или h'. Глубину h'' следует определять по основному уравнению прыжка, полагая $h' = h_{0_1}$ (рис. 8-8, *а*); глубину же h' (рис. 8-8, *б*) — по основному уравнению прыжка, полагая $h'' = h_{0_2}$.

В заключение обратим внимание, что приведенное выше решение вопроса относится только к случаю, когда вдали от вертикали $W-W$ имеет место равномерное движение (определяемое глубинами h_{0_1} и h_{0_2}). Более сложный случай, когда вдали от прыжка имеет место неравномерное движение, будет рассмотрен далее в § 14-4. Отметим, также, что схемы на рис. 8-8, *б* и *в* могут характеризоваться наличием в районе вертикали $W-W$ относительно больших центробежных сил инерции, действующих на воду. Эти силы нами не учитывались.

МАТЕРИАЛЫ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ ПО ПОСТРОЕНИЮ СХЕМ СВОБОДНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ РУСЛАХ

Пример 1. Для русла на рис. 8-10 представить принципиальную схему свободной поверхности

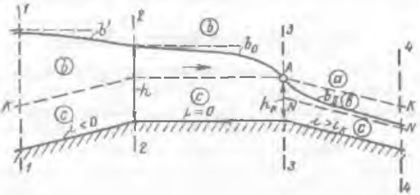


Рис. 8-10. К примеру 1

При построении такой схемы поступаем следующим образом:

1) проводим вспомогательные вертикали *1*, *2*, *3*, *4*. Эти вертикали выделяют отдельные участки русла, имеющие свои особые характеристики;

2) определяем местоположение критической глубины. Здесь надо запомнить правило: критическая глубина устанавливается в конце русла, имеющего уклон $i < i_к$; другими словами, глубина $h_к$ устанавливается или в самом конце русла с уклоном $i < i_к$ (где русло обрывается и поток переходит в свободную ниспадающую струю), или в точке перелома дна, где уклон $i < i_к$ переходит в уклон $i \geqslant i_к$. Очевидно, в случае, представленном на рис. 8-10, критическая глубина $h_к$ должна устанавливаться на вертикали *3—3*;

3) получив точку *A* искомой свободной поверхности, определяемую критической глубиной, через эту точку проводим линию критических глубин $K-K$. После этого для участка русла, характеризуемого уклоном $i > i_к$, проводим линию $N-N$;

4) имея линии $N-N$ и $K-K$, отмечаем на чертеже наименование зон (*a*, *b*, *c*) возможного расположения участков свободной поверхности;

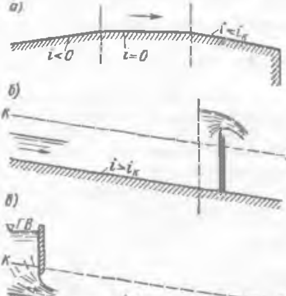


Рис. 8-11. К примеру 2

5) наконец, начиная от установленной выше точки A, проводим кривые свободной поверхности для отдельных участков заданного русла; при этом сообразуемся с возможными формами свободной поверхности для разных намеченных зон (a, b, c); см рис. 7-31, 7-34, 7-35.

Пример 2. Построить схемы свободных поверхностей для русел на рис. 8-11, *а*, *б*, *в*; для русла на рис. 8-11, *в* изобразить три различные возможные здесь схемы свободной поверхности (характеризующиеся наличием или отсутствием гидравлического прыжка).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

8-1. **Чертоусов М. Д.** Гидравлика. Специальный курс. – М.-Л., Госэнергоиздат, 1962
8-2. **Чоу В. Т.** Гидравлика открытых каналов. – М.: Стройиздат, 1969

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ НАПОРНОЕ И БЕЗНАПОРНОЕ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

§ 9-1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ УКАЗАНИЯ

Будем рассматривать неустановившееся плавно изменяющееся турбулентное движение жидкости, в частности воды. Напомним, что неустановившимся движением несжимаемой жидкости называется такое движение, при котором скорости в точках пространства, занятого жидкостью, изменяются во времени. В общем случае неустановившегося плавно изменяющегося движения несжимаемой жидкости средняя скорость v и расход Q во всех плоских живых сечениях рассматриваемого потока должны иметь отличные от нуля частные производные по времени:

$$\frac{\partial v}{\partial t} \neq 0; \quad \frac{\partial Q}{\partial t} \neq 0.$$

При установившемся плавно изменяющемся напорном движении несжимаемой жидкости в абсолютно жестком (недеформирующемся) русле во всех плоских живых сечениях потока $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$: в случае сжимаемой жидкости к этому условию необходимо добавить второе: $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ или $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$.

С неустановившимся движением воды часто приходится сталкиваться при проектировании гидростанций: при расчете трубопроводов, подводящих воду к турбинам (при закрытии турбин скорость движения воды и давление в трубах изменяются во времени), при расчете каналов, подводящих воду к гидростанции и отводящих воду от нее, и т. п. С неустановившимся движением встречаемся в практике и при расчете водопроводных сетей.

Наиболее простым (в отношении исследования) случаем неустановившегося движения жидкости является напорное неустановившееся движение жидкости, рассматриваемое с учетом следующих двух допущений:

первое допущение – стенки напорного трубопровода являются абсолютно жесткими (абсолютно не деформируются при изменении давления в трубопроводе);

второе допущение – жидкость, движущаяся в трубе (например, вода), является абсолютно несжимаемой.

Для такого простейшего случая имеем следующие условия движения жидкости: