

Л. Л. ПААЛЬ

ГАШЕНИЕ ЭНЕРГИИ В НИЖНЕМ
БЬЕФЕ СООРУЖЕНИЙ В
УСЛОВИЯХ ДОННОГО РЕЖИМА
СОПРЯЖЕНИЯ

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
ТАЛЛИН 1957

Ер-6.7

Л. Л. ПААЛЬ

ГАШЕНИЕ ЭНЕРГИИ В НИЖНЕМ
БЪЕФЕ СООРУЖЕНИЙ В
УСЛОВИЯХ ДОННОГО РЕЖИМА
СОПРЯЖЕНИЯ

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
ТАЛЛИН 1957

Ep. 2284



1. ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Вопрос о типе и длине крепления в нижнем бьефе сооружения крайне важен для инженерной практики.

Вопросы, касающиеся расчета нижнего бьефа рассматриваются в работах М. С. Вызго, С. В. Избаша, Д. И. Кумина, И. И. Леви, М. Д. Чертоусова, Н. А. Преображенского и др.

Если подойти к явлению гидравлического прыжка с энергетической точки зрения, то прыжок можно охарактеризовать как такое состояние потока, при котором происходит преобразование кинетической энергии в потенциальную энергию. Процесс гашения энергии в гидравлическом прыжке освещен достаточно хорошо в современной литературе, причем мы остановимся вкратце только на причинах, вызывающих потерю энергии.

М. Д. Чертоусов [Л. 1], анализируя процесс гашения энергии в гидравлическом прыжке, пришел к выводу, что основными причинами потери энергии являются пульсационные явления, которые вызывают интенсивное перемешивание жидких объемов. В области прыжка, на границе транзитного потока и водоворота зарождаются мощные вихри, которые обуславливают интенсивное турбулентное перемешивание. Вихревые образования выносятся также на послепрыжковой участок потока, где они постепенно затухают. В результате этого внутренняя структура потока на послепрыжковом участке в значительной степени отличается от структуры равномерного турбулентного потока и приближается к ней лишь в конце послепрыжкового участка. Из этого следует, что большая часть потерь энергии имеет место в области прыжка, а меньшая часть их — на послепрыжковом участке.

Освещение всех гидравлических явлений в нижнем бьефе выходит за рамки данной статьи. Мы ограничимся

лишь рассмотрением процессов, происходящих на водобое и на рисберме, предполагая при этом, что местный размыв на рисберме отсутствует. Особое внимание обратим на те вопросы, которые связаны с расчетом рисбермы.

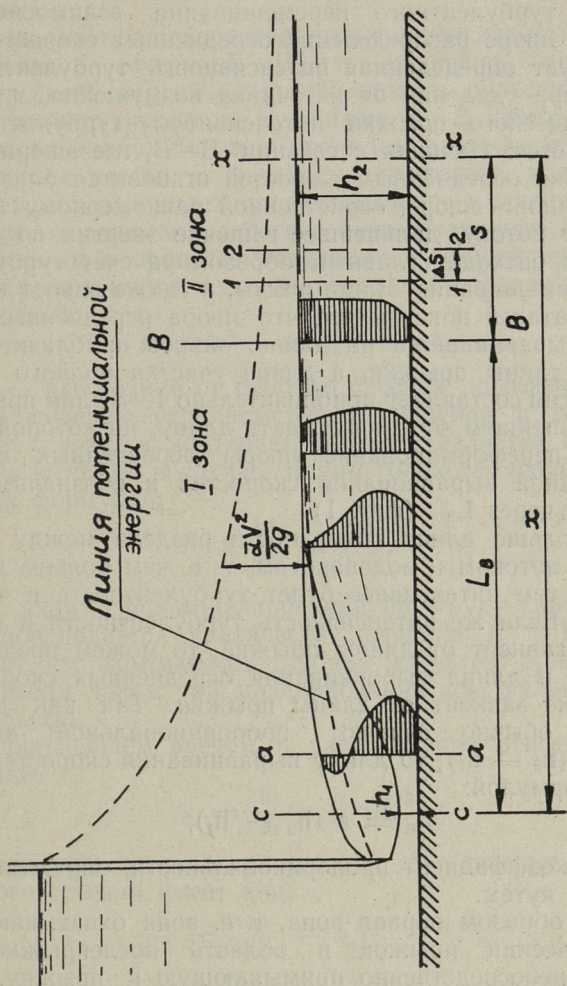
Так как пульсация скоростей и давлений, размывающая способность потока и другие факторы зависят от характера гидравлического прыжка, то между указанными факторами и гидравлическими элементами прыжка существует определенная функциональная связь. Поэтому задачей данного исследования является создание удовлетворительной расчетной схемы и установление при этой схеме связи между отдельными величинами, характеризующими поток на послепрыжковом участке и гидравлическими элементами прыжка.

2. РАСЧЕТНАЯ СХЕМА ПОСЛЕПРЫЖКОВОГО УЧАСТКА

В дальнейшем будем иметь в виду условия плоской задачи. Под гидравлическим прыжком понимаем донный незатопленный, а также затопленный гидравлический прыжок на гладком горизонтальном водобое без гасителей.

Очагом повышенной турбулентности при сопряжении бьефов можно считать поверхность раздела между транзитным потоком и водоворотом. Между ними происходит непрерывный турбулентный обмен: крупные вихревые массы, зарождающиеся на границе водоворотной зоны, пронизывают всю толщину потока. В отличие от равномерного турбулентного потока, пульсацию скоростей и давлений, наблюдаемую в гидравлическом прыжке, называют обычно макропульсацией.

В современной теории турбулентности принимается, что турбулентное перемешивание является основной причиной переформирования эпюры скоростей. В зависимости от сопротивления поверхности раздела водоворотной зоны и транзитного потока, под влиянием турбулентного перемешивания равномерная эпюра распределения скоростей, наблюдающаяся в сжатом сечении $s-s$ (фиг. 1), быстро превращается в крайне неравномерную эпюру скоростей (сечение $a-a$), которая затем непрерывно видоизменяется по длине потока до «нормальной»



Фиг. 1.

(сечение В—В), свойственной равномерному турбулентному потоку.

Процесс переформирования осредненных скоростей и процесс турбулентного перемешивания взаимосвязаны. Каждой эпюре распределения осредненных скоростей соответствует определенная интенсивность турбулентности.

По мере удаления от источника возмущения, т. е. от гидравлического прыжка интенсивность турбулентности уменьшается. Начиная с сечения В—В, где эпюра распределения осреднённых скоростей становится близкой к «нормальной» эпюре, свойственной равномерному турбулентному потоку, дальнейшее гашение энергии по длине потока происходит главным образом за счёт турбулентного перемешивания. Наши опыты, а также опыты других исследователей показывают, что эпюра осреднённых скоростей выравнивается на длине, равной приблизительно 0,5—1,0 длины прыжка, а длина участка полного гашения энергии составляет приблизительно 4—5 длин прыжка.

В дальнейшем будем называть длину, на которой происходит переформирование эпюры осреднённых скоростей, длиной выравнивания скоростей и обозначим эту величину через L_B (фиг. 1).

Чем больше длина поверхности раздела между транзитным потоком и водоворотом, т. е. чем больше длина прыжка, тем интенсивнее будет турбулентность в конце прыжка. Если же интенсивность турбулентности в конце прыжка зависит от длины прыжка, то можем предполагать, что и длина выравнивания осреднённых скоростей L_B также зависит от длины прыжка. Так как длину прыжка обычно считают пропорциональной высоте прыжка ($h_2 - h_1$), то длину выравнивания скоростей выразим формулой:

$$L_B = a (h_2 - h_1), \quad (1)$$

где a — коэффициент пропорциональности, определяемой опытным путём.

Таким образом первая зона, т. е. зона охватывающая гидравлический прыжок и область послепрыжкового участка, непосредственно примыкающую к прыжку, характеризуется интенсивной турбулентностью и значительной неравномерностью распределения осреднённых скоростей, вторая же зона — только интенсивной турбулентностью. Поэтому в сечении В—В, а также и во

второй зоне, корректив кинетической энергии α , учитывающий неравномерность распределения осреднённых скоростей, может быть принят постоянным и близким к единице.

Что же касается характеристики интенсивности турбулентности в сечении В—В, как например, корректив кинетической энергии α' , учитывающего пульсацию скорости, то этот корректив в сечении В—В имеет определённую величину. По этим причинам нам кажется целесообразным ввести в рассмотрение новую координату длины s , которая имеет нулевое значение в сечении В—В, так как это сечение вследствие вышесказанного является характерным в процессе затухания турбулентности. Таким образом новая координата длины определяется зависимостью:

$$s = x - a (h_2 - h_1), \quad (2)$$

где x — расстояние от сжатого сечения до сечения $x-x$.

При изучении неравномерного движения в открытых руслах основным критерием подобия является критерий Фруда, который в случае прямоугольного русла выражается формулой:

$$F = \frac{V^2}{gh} = \left(\frac{hk}{h}\right)^3.$$

Как видим, при моделировании по Фруду характерной глубиной является критическая глубина h^k . Из этого следует, что критическая глубина является характерным масштабом длины при моделировании всех явлений ниже него бьефа.

В дальнейшем введем в рассмотрение относительные глубины:

$$\xi_1 = \frac{h_1}{h_k} \text{ и } \xi_2 = \frac{h_2}{h_k}.$$

Тогда относительное расстояние от сечения В—В до данного сечения имеет вид:

$$\frac{s}{h_k} = \frac{x}{h_k} - a (\xi_2 - \xi_1). \quad (3)$$

Отметим, что степень затопления прыжка выражается отношением

$$\sigma = \frac{h_2}{h''},$$

где h'' определяется из уравнения прыжка:

$$h'' = \frac{h_1}{2} \left(\sqrt{1 + 8 F_1} - 1 \right),$$

где F_1 — число Фруда в начале прыжка.

Последнее уравнение в относительных величинах имеет вид:

$$\xi'' = \frac{\xi_1}{2} \left(\sqrt{1 + 8 F_1} - 1 \right),$$

и таким образом

$$\xi_2 = \frac{\sigma h''}{h_k} = \sigma \xi''.$$

Имея в виду вышеприведённые зависимости, относительную высоту прыжка можно выразить формулой:

$$\xi_2 - \xi_1 = \frac{1}{\sqrt[3]{F_1}} \left[\frac{\sigma}{2} \left(\sqrt{1 + 8 F_1} - 1 \right) - 1 \right], \quad (4)$$

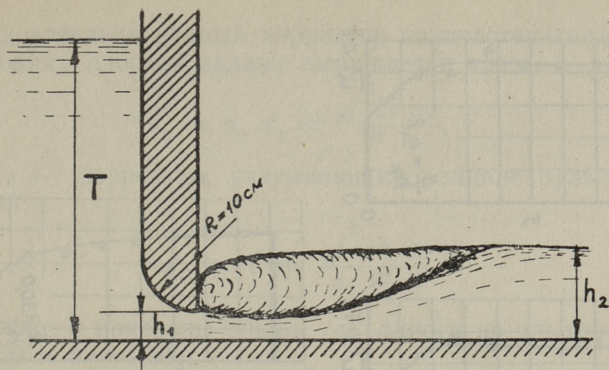
т. е. относительная высота прыжка определяется параметрами F_1 и σ .

Вместе с тем, длина выравнивания L_v , согласно выражению (1) и координата s согласно выражению (2), определяются также параметрами F_1 и σ .

Координата s , выражающая расстояние между сечением В—В и данным сечением, является основным параметром при изучении всех закономерностей гашения энергии на послепрыжковом участке. Можно ожидать, что все характерные величины потока, как например корректив кинетической энергии, корректив количества движения и др. являются функциями только длины s .

3. ДЛИНА ВЫРАВНИВАНИЯ ОСРЕДНЁННЫХ СКОРОСТЕЙ

В лаборатории гидротехники Таллинского Политехнического Института в 1956 году были проведены опыты, характеризующие скоростную структуру потока на послепрыжковом участке. Опыты проводились в бетонном лотке длиной 13 м, шириной 0,80 м и высотой 0,65 м. Расход измерялся при помощи тонкостенного водослива прямоугольного очертания, расположенного в верхнем конце лотка.



фиг. 2.

Опыты были выполнены по схеме истечения из-под щита (фиг. 2). Низ щита был выполнен в виде деревянного оголовка, очерченного по дуге круга радиусом 10 см. Оголовок такой формы практически устранял местное сжатие.

Распределение осреднённых скоростей и давлений измерялось при помощи гидродинамической трубки, состоящей из двух отдельных трубок внешним диаметром 3 мм. Опыты были выполнены в интервале числа Фруда $F_1 = 6-30$ и коэффициента затопления прыжка $\sigma = 1,0-1,6$.

Распределение осреднённых скоростей измерялось в осевом сечении лотка. На каждой вертикали было взято от 6 до 8 точек.

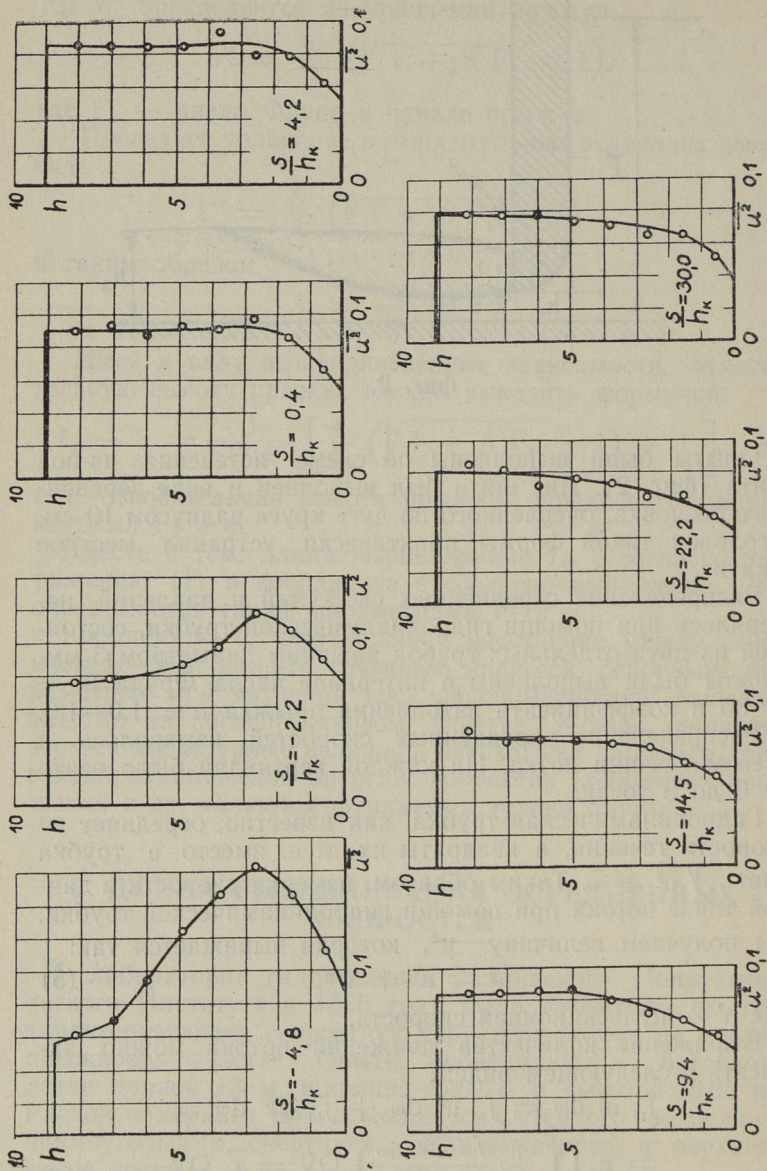
Гидродинамическая трубка, как известно, осредняет не скорости течения, а квадраты их, т. е. вместо \bar{u} трубка дает $\sqrt{\overline{u^2}} > \bar{u}$. Таким образом, измеряя скорости в данной точке потока при помощи гидродинамической трубки, мы получаем величину $\overline{u^2}$, которая выражается так:

$$\overline{u^2} = \bar{u}^2 + \overline{u'^2}, \quad (5)$$

где u' — пульсационная скорость.

Выражение количества движения потока можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \int_{\omega} \overline{u^2} d\omega &= \int_{\omega} \bar{u}^2 d\omega + \int_{\omega} \overline{u'^2} d\omega = \\ &= \alpha_0 \left(1 + \frac{\int_{\omega} \overline{u'^2} d\omega}{\alpha_0 QV} \right) QV = \bar{\alpha}_0 QV. \end{aligned} \quad (6)$$



Фиг. 3.

Следовательно полный корректив количества движения в условиях плоской задачи выражается так:

$$\bar{\alpha}_o = \alpha_o \alpha'_o = \alpha_o \int_0^h \frac{u^2}{V^2} \frac{dh}{h}, \quad (7)$$

где α'_o — корректив, учитывающий влияние пульсации, равный:

$$\alpha'_o = 1 + \frac{\int_0^h \frac{u'^2}{V^2} \frac{dh}{h}}{\alpha_o}.$$

На фиг. 3 показаны эпюры \bar{u}^2 одного из опытов (при $F_1 = 20$ и $\sigma = 1,14$).

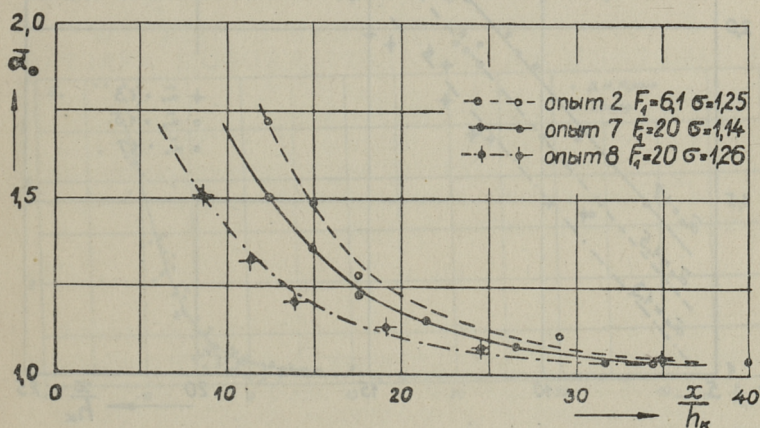
Путём планиметрирования эпюры \bar{u}^2 можно получить величину

$$\int_0^h \bar{u}^2 \frac{dh}{h},$$

и по формуле (7) определить корректив количества движения $\bar{\alpha}_o$. Далее для каждого опыта была построена кривая:

$$\bar{\alpha}_o = f \left(\frac{x}{h_k} \right),$$

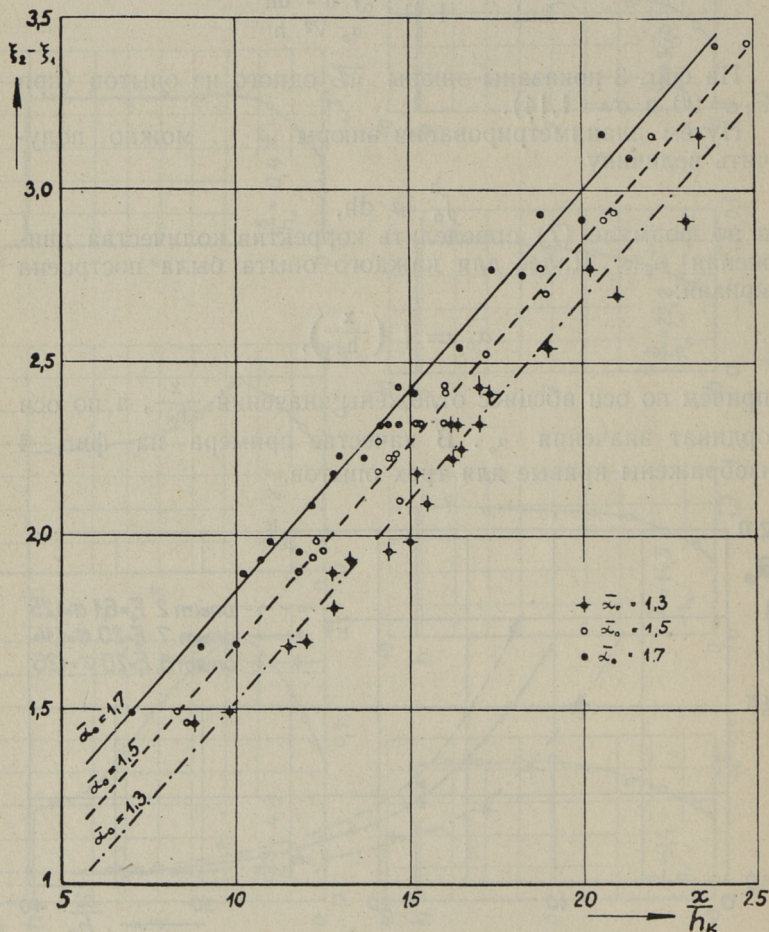
причём по оси абсцисс отложены значения $\frac{x}{h_k}$, а по оси ординат значения $\bar{\alpha}_o$. В качестве примера на фиг. 4 изображены кривые для трех опытов.



Фиг. 4.

Все полученные кривые могут быть совмещены путём перемещения их параллельно оси абсцисс.

Сопоставление этих кривых показывает, что при $\frac{x}{h_K} = \text{const}$, $\bar{\alpha}_0$ возрастает с увеличением $(\xi_2 - \xi_1)$. Принимая постоянные значения $\bar{\alpha}_0$, например $\bar{\alpha}_0 = 1,3; 1,5$ и $1,7$, получаем для каждого опыта своё значение $\frac{x}{h_K}$.



Фиг. 5.

Путём такой обработки получен график в координатах $\frac{x}{h_k}$ и $(\xi_2 - \xi_1)$ изображен на фиг. 5.

Как видно, при $\bar{\alpha}_0 = \text{const}$, опытные точки хорошо укладываются на прямые, уравнение которых имеет вид:

$$\left(\frac{x}{h_k}\right) \bar{\alpha}_0 = \text{const} = 8,6 (\xi_2 - \xi_1) - A, \quad (8)$$

где коэффициент A зависит только от величин $\bar{\alpha}_0$.

Из сопоставления формул (1) и (8) видно, что величина коэффициента a равна $a = 8,6$. Следовательно, длина слепрыжкового участка, на которой происходит выравнивание осреднённых скоростей, равна

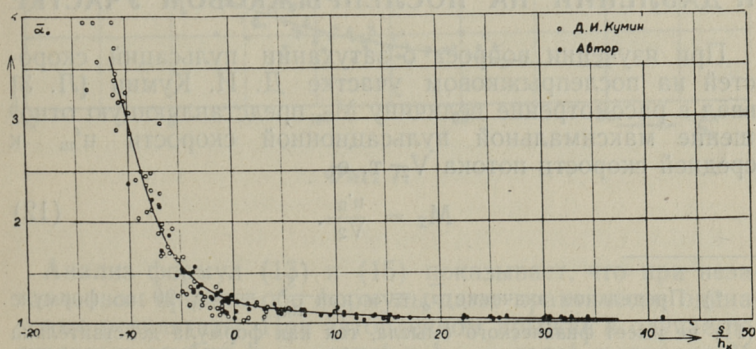
$$L_B = 8,6 (h_2 - h_1). \quad (9)$$

Расстояние от сечения В—В до данного сечения в соответствии с формулой (3) определится так:

$$\frac{s}{h_k} = \frac{x}{h_k} - 8,6 (\xi_2 - \xi_1), \quad (10)$$

причём, согласно (4), это расстояние зависит от параметров F_1 и σ .

Помимо наших опытных данных мы использовали также опытные данные Д. И. Кумина [Л. 2].



фиг. 6.

На фиг. 6 показаны опытные точки в координатах $\frac{s}{h_{\text{к}}}$ и $\bar{\alpha}_0$. Эти точки укладываются на кривую, которую можно выразить таким уравнением:*)

$$\bar{\alpha}_0 = 1 + 2000 \left(\frac{s}{h_{\text{к}}} + 20 \right)^{-5}. \quad (11)$$

Необходимо отметить, что наши опытные точки, а также опытные данные Д. И. Кумина при больших величинах $\bar{\alpha}_0$ сочетаются и укладываются на одну кривую. При малых величинах $\bar{\alpha}_0$, опытные точки Д. И. Кумина расположены несколько ниже кривой, определяемой формулой (11). Преуменьшенные величины корректива количества движения в этой части графика объясняются тем, что Д. И. Кумин пренебрегал в уравнении количества движения силы внешнего трения. Как увидим ниже, величина внешнего трения в уравнении количества движения не так пренебрежимо мала.

Как видим, изменение корректива количества движения $\bar{\alpha}_0$ хорошо описывается формулой (11) как в первой, так и во второй зоне. Однако уменьшение величины $\bar{\alpha}_0$ в первой зоне происходит значительно быстрее, чем во второй зоне, где кривая приближается асимптотически к прямой $\bar{\alpha}_0 = 1$.

4. ЗАТУХАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТЕЙ И ДАВЛЕНИЙ НА ПОСЛЕПРЫЖКОВОМ УЧАСТКЕ

При изучении вопроса о затухании пульсаций скоростей на послепрыжковом участке Д. И. Кумин [Л. 3] ввёл в рассмотрение величину M_2 , представляющую отношение максимальной пульсационной скорости u'_m к средней скорости потока V_2 , т. е.

$$M_2 = \frac{u'_m}{V_2}. \quad (12)$$

*) Предельное значение $\bar{\alpha}_0 = \infty$ при $\frac{s}{h_{\text{к}}} = -20$ по формуле (11) не имеет физического смысла, так как формула действительна только при $\frac{x}{h_{\text{к}}} \geq 4 - 5$.

Для определения величины M_2 на послепрыжковом участке Д. И. Кумин предложил эмпирическую формулу:

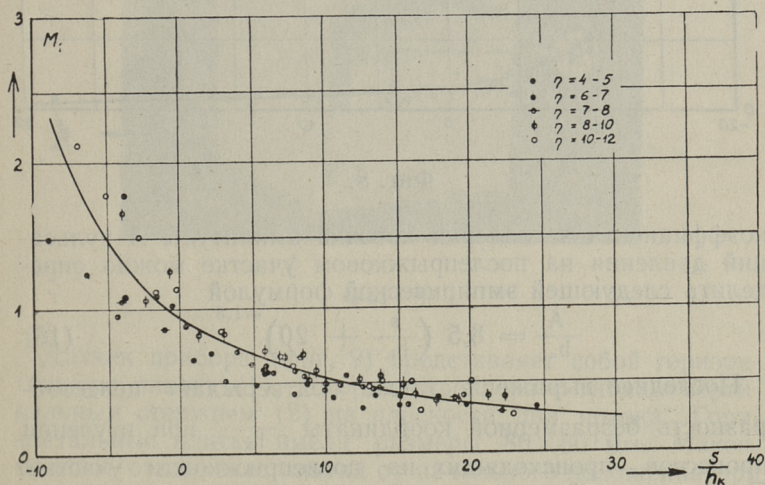
$$M_2 = \frac{4,55}{\frac{x}{h} - [1,69 \sqrt{\eta - 4} - 0,195 (\eta - 4)]}, \quad (13)$$

где

$$\eta = \frac{h_2}{h_1}. \quad (14)$$

Если представить опытные точки Д. И. Кумина в координатах M_2 и $\frac{s}{h_k}$ (фиг. 7), то независимо от величины η , все точки достаточно хорошо укладываются на кривую, выражаемую уравнением:

$$M_2 = 85 \left(\frac{s}{h_k} + 20 \right)^{-1,5} \quad (15)$$

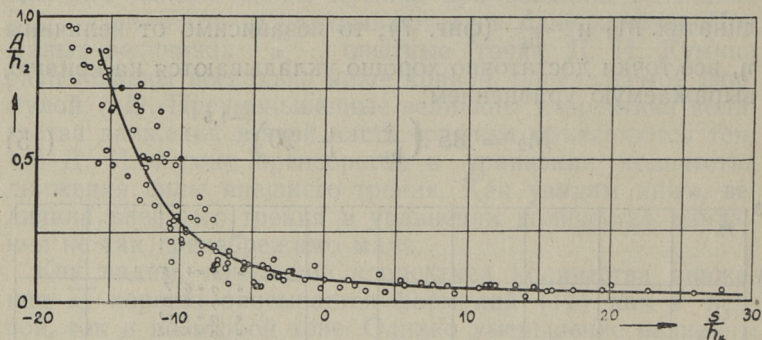


Фиг. 7.

Анализ формул (13) и (15) показывает, что при незатопленном прыжке обе формулы дают практически одинаковые результаты. При затопленном прыжке в случае постоянных глубин $h_1 = \text{const}$ и $h_2 = \text{const}$, величина M_2 вычисленная по формуле (15), получается меньше, чем

вычисленная по формуле (13), так как величина M_2 в формуле (13) не зависит от расхода q . Однако при коэффициенте затопления прыжка $\sigma \leq 1,5$ указанное расхождение не превышает 15%.

Опытные данные Н. А. Преображенского [Л. 4] о затухании пульсации давлений на дне потока изображены на фиг. 8 в координатах $\frac{A}{h_2}$ и $\frac{s}{h_k}$. Независимо от



Фиг. 8.

коэффициента затопления прыжка амплитуды A пульсаций давления на послепрыжковом участке можно определить следующей эмпирической формулой

$$\frac{A}{h_2} = 8,5 \left(\frac{s}{h_k} + 20 \right)^{-1,5} \quad (16)$$

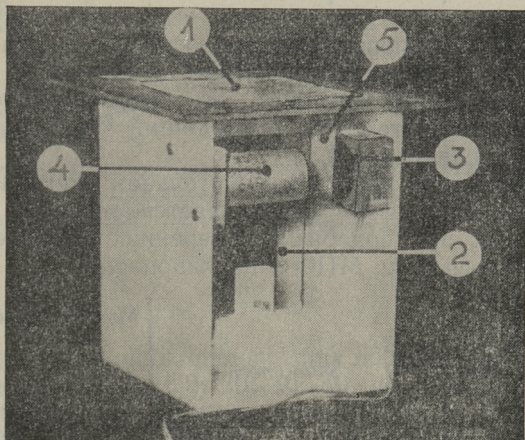
Последнее выражение также подтверждает целесообразность безразмерной координаты $\frac{s}{h_k}$ при изучении процессов, происходящих на послепрыжковом участке. Пользуясь этой координатой, можно легко установить связь между отдельными характеристиками потока.

5. КАСАТЕЛЬНОЕ НАПРЯЖЕНИЕ НА ДНЕ ПОТОКА В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОЙ ПУЛЬСАЦИИ

Наряду с исследованиями пульсации скоростей и давлений, большой интерес представляет вопрос о пульсации касательного напряжения на дне потока. Результаты по

этому вопросу, которые содержатся в данной статье, представляют собой, насколько нам известно, первую попытку изучения пульсации касательного напряжения на дне потока при сопряжении бьефов.

Следует отметить, что измерение касательных напряжений на дне потока выполнено не очень чувствительным прибором, пригодным только для регистрации крупномасштабных пульсаций.*)

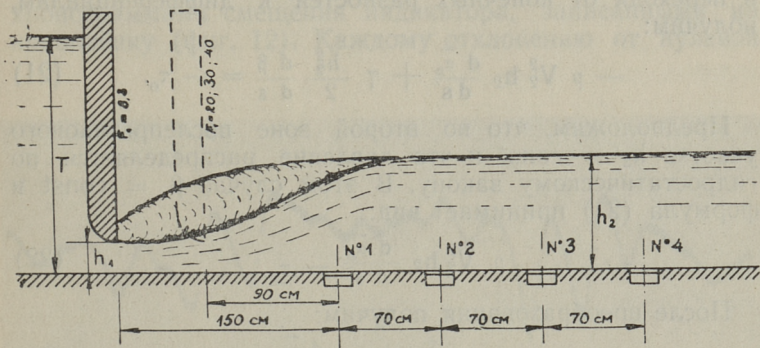


Фиг. 9.

Датчик прибора (фиг. 9) представляет собой горизонтальную плитку (1), которая скреплена с гибким вертикальным стержнем (2) на плоскости дна потока. Горизонтальные плитки имели размеры 80×80 мм. Максимальное отклонение плитки от начального положения при измерении касательного напряжения составляло 1,0 мм. Как показывают специальные опыты М. А. Дементьева [Л. 5] в аэродинамической трубе, зазор 1,0 мм является допустимым и не имеет никакого влияния на величину сопротивления плитки. Угол поворота плитки по сравнению с горизонтальным положением получался незначительным и поэтому им можно было пренебречь. Колеба-

*) Прибор изготовлен и сконструирован по нашему проекту сотрудником ТПИ А. А. Талветом.

10 м и шириной 0,60 м. Максимальный расход в лотке 75 л/сек. Опыты были выполнены по схеме истечения из-под щита (фиг. 2). Все опыты выполнялись четырьмя датчиками, которые были установлены на дне лотка по оси потока (фиг. 11).



Фиг. 11.

Эксперименты проводились при постоянных значениях числа Фруда: $F_1 = 8,3; 20; 30; 40$, причём при $F_1 = 8,3$ степени затопления прыжка принимались $\sigma = 1,32, 1,44; 1,67; 1,89$, а при остальных значениях числа F_1 — $\sigma = 1,1; 1,3; 1,5; 1,7$.

Чтобы уловить максимальную величину касательного напряжения, продолжительность измерений в одной точке была взята равной ≈ 2 минутам.

Для получения расчётной зависимости, определяющей величину касательного напряжения на дне потока, мы исходили из уравнения количества движения. Применяя закон количества движения к отсеку потока между вертикальными сечениями 1—1 и 2—2, получаем (фиг. 1):

$$(\bar{\alpha}_0 \rho V_2^2 h_2)_1 + \beta_1 \gamma \frac{h_2^2}{2} = (\bar{\alpha}_0 \rho V_2^2 h_2)_2 + \beta_2 \gamma \frac{h_2^2}{2} + \tau_0 \Delta s, \quad (17)$$

где β — коэффициент, учитывающий отличие суммарного давления в сечениях 1—1 и 2—2 от гидростатического.

Уравнение (17) можно переписать в виде

$$\rho V_2^2 h_2 (\bar{\alpha}_{0,2} - \bar{\alpha}_{0,1}) + \gamma \frac{h_2^2}{2} (\beta_2 - \beta_1) = -\tau_0 \Delta s. \quad (18)$$

Обозначая

$$\bar{\alpha}_{0,2} - \bar{\alpha}_{0,1} = - \Delta \bar{\alpha}_0 \quad (19)$$

и

$$\beta_2 - \beta_1 = \Delta \beta \quad (20)$$

и переходя от конечных разностей к дифференциалам, получим:

$$- \rho V_2^2 h_2 \frac{d \bar{\alpha}_0}{d s} + \gamma \frac{h_2^2}{2} \frac{d \beta}{d s} = - \tau_0. \quad (21)$$

Предположим, что во второй зоне послепрыжкового участка $h_2 = \text{const}$ и что давление распределяется по гидростатическому закону. В этом случае $\beta = \text{const}$ и формула (21) принимает вид:

$$\rho V_2^2 h_2 \frac{d \bar{\alpha}_0}{d s} = \tau_0. \quad (22)$$

После преобразования получим:

$$\frac{\tau_0}{\rho V_2^2 h_2} = \frac{d \bar{\alpha}_0}{d s}. \quad (23)$$

Величина $\bar{\alpha}_0$ в последнем уравнении определяется формулой (11). Дифференцируя зависимость (11) по s и подставляя значение производной $\frac{d \bar{\alpha}_0}{d s}$ в формулу (23), получаем:

$$\frac{\tau_0}{\rho \xi_2 V_2^2} = 6000 \left(\frac{s}{h_K} + 20 \right)^{-4}. \quad (24)$$

В действительности $\beta \neq \text{const}$, причём можно предположить, что величина β является функцией координаты $\frac{s}{h_K}$. Так как вид этой функции установить весьма затруднительно (из-за отсутствия опытных данных), то примем, что и при $\beta \neq \text{const}$ по аналогии с формулой (24) касательное напряжение определяется зависимостью вида:

$$\frac{\tau_0}{\rho \xi_2 V_2^2} = f \left(\frac{s}{h_K} \right). \quad (25)$$

Вид функции $f \left(\frac{s}{h_K} \right)$ установим на основе опытных данных.

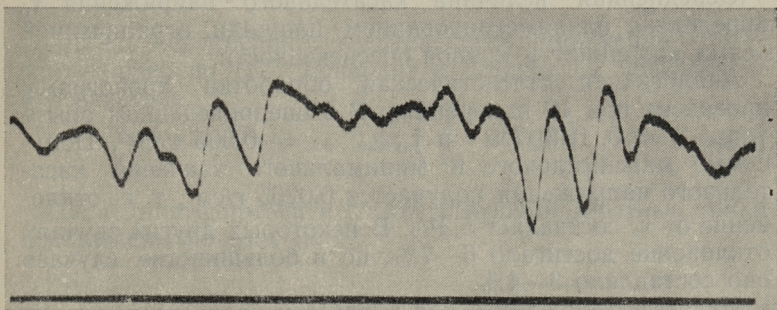
Примем следующие обозначения:

τ_0 — мгновенная величина касательного напряжения;

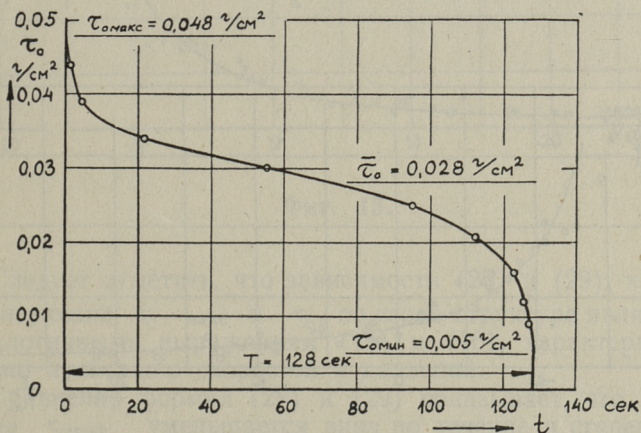
τ_o — осреднённая величина касательного напряжения;
 τ_o' — пульсационная величина касательного напряжения.
 Тогда

$$\tau_o = \bar{\tau}_o + \tau_o' \quad (26)$$

Непосредственные результаты измерения выражаются хронограммами смещения индикатора, записанными на киноплёнку (фиг. 12). Каждому отклонению от нулевой



Фиг. 12.



Фиг. 13.

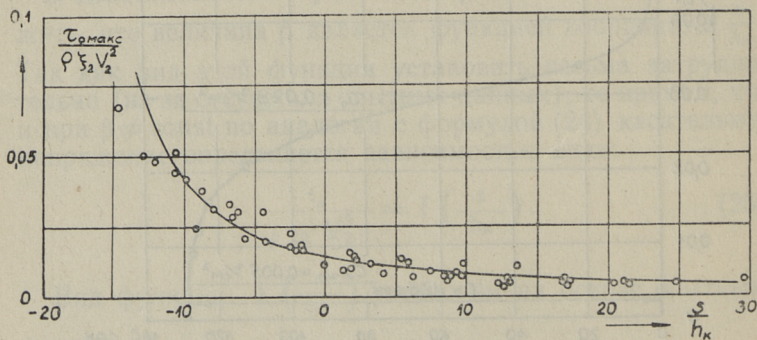
линии соответствует определённая величина касательного напряжения. Статистическая обработка хронограмм позволила построить кривые, аналогичные кривым обеспеченности. Одна из таких кривых, полученная датчиком 2 на послепрыжковом участке при $F_1 = 8,3$ изображена на фиг. 13. По оси ординат отложены мгновенные величины касательного напряжения, а по оси абсцисс обеспеченность в сек. Точки на фиг. 13 получены по обработке хронограмм через каждые 0,5 сек.

Осреднённая величина касательного напряжения $\bar{\tau}_0$ определена планиметрированием площади, ограниченной осями координат и кривой обеспеченности.

Аналогичная статистическая обработка хронограмм проведена при 10 измерениях. В вышеприведённом опыте $\tau_{0 \text{ макс}} = 0,048 \text{ г/см}^2$ и $\tau_{0 \text{ мин}} = 0,005 \text{ г/см}^2$. Полу-сумма максимального и минимального значений касательного напряжения получается $0,0265 \text{ г/см}^2$, т. е. отклонение от $\bar{\tau}_0$ составляет 5,3%. В некоторых других случаях отклонение достигало 6—7%, но в большинстве случаев оно составляло 3—4%.

Из этого следует, что при обработке хронограмм можно ограничиться определением всего лишь двух величин: $\tau_{0 \text{ макс}}$ и $\tau_{0 \text{ мин}}$. Осреднённое касательное напряжение можно приблизительно определить по формуле:

$$\bar{\tau}_0 = \frac{\tau_{0 \text{ макс}} + \tau_{0 \text{ мин}}}{2} \quad (27)$$



Фиг. 14.

На фиг. 14 изображены опытные точки (всего 60 точек) в координатах $\left(\frac{\tau_{o \text{ макс}}}{\rho \xi_2 V_2^2}, \frac{s}{h_k} \right)$. По этим данным

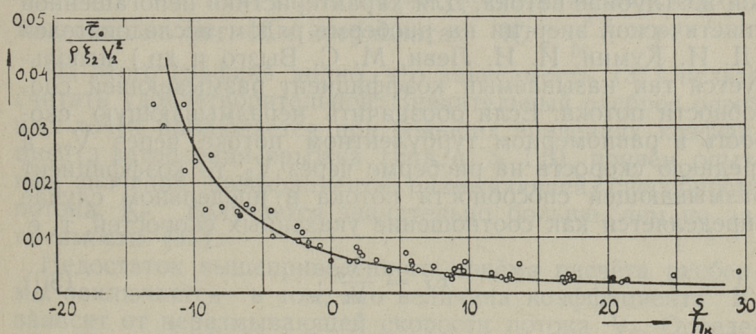
можно получить следующую эмпирическую зависимость для определения максимальной величины касательного напряжения на послепрыжковом участке:

$$\frac{\tau_{o \text{ макс}}}{\rho \xi_2 V_2^2} = 1,32 \left(\frac{s}{h_k} + 20 \right)^{-1,5} \quad (28)$$

Анализ осреднённого касательного напряжения $\overline{\tau_o}$ полученного по (27) приводит к следующей приближённой формуле:

$$\frac{\overline{\tau_o}}{\rho \xi_2 V_2^2} = 2,80 \left(\frac{s}{h_k} + 20 \right)^{-2} \quad (29)$$

Последняя формула и соответствующие опытные точки изображены на фиг. 15.



Фиг. 15.

Следует отметить, что зависимости (28) и (29), характеризующие $\tau_{o \text{ макс}}$ и $\overline{\tau_o}$, по своей структуре являются аналогичными выражениям (15) и (16), характеризующими пульсацию скоростей и давлений.

Сравнение формул (28) и (29) показывает, что величина $\frac{\tau_{o \text{ макс}}}{\rho \xi_2 V_2^2}$ уменьшается вниз по течению в степени — 1,5, а $\frac{\overline{\tau_o}}{\rho \xi_2 V_2^2}$ в степени — 2. Несовпадение показателей сте-

пени объясняется наличием пульсационного касательного напряжения τ'_o , которое затухает вниз по течению.

Следует отметить, что величина касательного напряжения на дне потока на послепрыжковом участке во много раз больше величины касательного напряжения, соответствующего равномерному турбулентному потоку и поэтому этой величиной пренебречь нельзя.

6. ОСНОВЫ РАСЧЁТА РИСБЕРМЫ

Обычно за водобойной частью сооружения устраивается горизонтальная рисберма в виде каменной наброски.

Остановимся вкратце на существующих формулах, позволяющих определить диаметр камня d на рисберме.

Непосредственно за водобоем размывающая способность потока благодаря интенсивной пульсации скоростей и давлений в несколько раз больше, чем в случае равномерного турбулентного потока при том же расходе и при той же глубине потока. Для характеристики непогашенной кинетической энергии на рисберме рядом исследователей (Д. И. Кумин, И. И. Леви, М. С. Вызго и др.) используется так называемый коэффициент размывающей способности потока. Если обозначить неразмывающую скорость в равномерном турбулентном потоке через V_o , а среднюю скорость на рисберме через V_2 , то коэффициент размывающей способности потока в предельном случае определяется как соотношение указанных скоростей, т. е.

$$K_r = \frac{V_o}{V_2}. \quad (30)$$

Величина коэффициента K_r Д. И. Кумин [Л. 6] определяет формулой:

$$K_r = 0,87 (1 + M_2), \quad (31)$$

где M_2 можно определить по формуле (13) или по формуле (15).

С целью уточнения величины коэффициента размывающей способности потока нами проведены некоторые эксперименты с песком и гравием среднего диаметра 0,60; 1,50; 3,00; 4,80 и 6,80 мм.

Опыты проводились по схеме истечения из-под щита в стеклянном лотке шириной 0,30 м. Неразмывающая часть водобоя была выполнена из бетонных плиток, верхняя часть которых имела гладкую цементную штукатурку. Всего было проведено 35 опытов. Число Фруда в сжатом сечении колебалось в интервале от 8,7 до 72,5, коэффициент затопления прыжка в интервале 1,0 — 3,4 и длина неразмываемой части водобоя $\frac{L_K}{h_2}$ в интервале 5,4 — 11,3.

Чтобы сопоставить данные Д. И. Кумина с данными наших опытов, неразмывающая скорость потока в условиях равномерного турбулентного потока V_0 определялась по формуле Д. И. Кумина [Л. 6]: *)

$$\frac{V_0}{\sqrt{g d}} = 1,25 \left(\frac{h_0}{d} \right)^{0,2}. \quad (32)$$

Наши опытные точки, а также точки Д. И. Кумина и кривая $K_r = f(M_2)$, определенная уравнением (31), нанесены на фиг. 16 в координатах $K_r, \frac{s}{h_K}$. **)

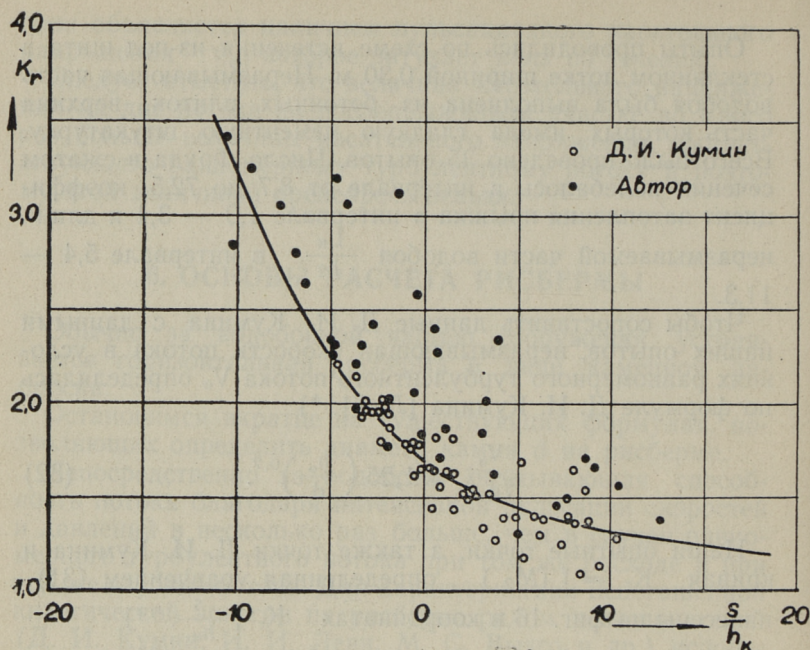
Из этого графика видно, что зависимость (31) нельзя считать удовлетворительной. Значительный разброс опытных точек наблюдается при больших значениях коэффициента затопления прыжка (при $\sigma > 1,5$), причём опытные значения коэффициента размывающей способности потока K_r получается значительно больше, чем по зависимости (31).

Недостаток вышеприведённого приёма расчёта рисбермы заключается в том, что величина коэффициента K_r зависит от неразмывающей скорости потока V_0 . Определение же величины V_0 по формулам разных авторов приводит часто к разноречивым результатам.

Для уточнения вопроса о размыве камней на рисберме мы использовали наши данные о касательных напряжениях.

*) Отметим, что формула Д. И. Кумина дает почти также те результаты, как и формула Г. И. Шамова [Л. 1].

**) Опытные данные Д. И. Кумина взяты из технического отчёта ВНИИГ по теме: «Изучение процессов гашения энергии и разработка методов расчёта водобойных устройств и креплений» 1954 г. Значения M_2 определены по нашей формуле (15).



Фиг. 16.

Камень, лежащий на дне потока, выходит из состояния равновесия в том случае, если касательное усилие T , действующее на него, будет больше некоторой предельной величины T_n этого усилия. Таким образом, условие устойчивости камня выражается в виде:

$$T \leq T_n. \quad (33)$$

Помимо лобового усилия в процессе размыва имеет не малое значение также подъемная сила, величина которой пока нам неизвестна. Влияние подъемной силы в некоторой мере можно выяснить последующему. Сравнение формул (15) и (16) определяет связь между пульсациями скоростей и давлений на дне в виде:

$$\frac{u'_m}{V_2} = 10 \frac{A}{h_2}, \quad (34)$$

т. е. с увеличением пульсаций скоростей увеличивается пульсация давления. Таким образом можно утверждать,

что пульсация скоростей и давлений как на послепрыжковом участке, так и в равномерном турбулентном потоке взаимосвязаны.

Динамическая скорость в равномерном турбулентном потоке определяется по касательному напряжению на дне потока в виде:

$$\frac{\tau_o}{\rho} = u_*^2. \quad (35)$$

Динамическая скорость в предельном состоянии, по аналогии с выражением (35), может быть определена так:

$$\frac{\tau_{оп}}{\rho} = u_{*o}^2, \quad (36)$$

причём в этом случае она соответствует неразмывающей скорости потока при равномерном турбулентном потоке.

В. С. Қнороз [Л. 7], проделав ряд экспериментов с различными песками, получил выражение для u_{*o} :

$$\frac{u_{*o}}{\sqrt{\frac{\rho_1 - \rho}{\rho} d g}} = 0,162, \quad (37)$$

где ρ_1 — плотность размываемого материала,
 ρ — плотность воды.

Если принять в среднем для песка или камня $\gamma_1 = 2,65 \text{ т/м}^3$, то получим зависимость (37) в виде:

$$\frac{u_{*o}}{\sqrt{g d}} = 0,208. \quad (38)$$

Последнее выражение является правильным только для осредненного по времени касательного напряжения, так как постоянная величина 0,208 получена непосредственным измерением гидравлического уклона.

Сопоставляя зависимости (29) и (35) получим:

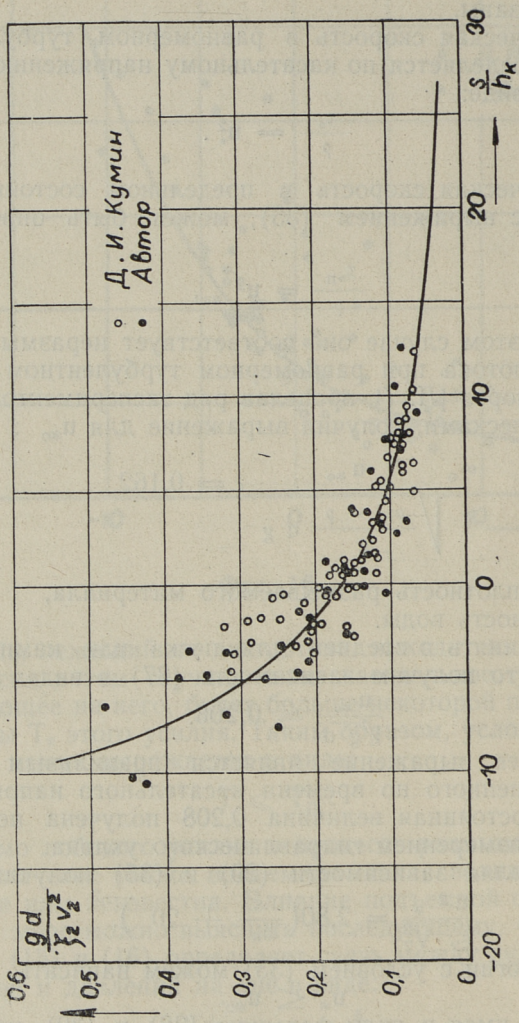
$$\frac{u_*^2}{\xi_2 V_2^2} = 2,80 \left(\frac{s}{h_K} + 20 \right)^{-2}. \quad (39)$$

По аналогии с условием (33) можем написать

$$u_* \leq u_{*o}. \quad (40)$$

Отсюда, имея в виду формулы (38) и (39), получаем для предельного случая:

$$\frac{g d}{\xi_2 V_2^2} = 65 \left(\frac{s}{h_K} + 20 \right)^{-2}. \quad (41)$$



Фиг. 17.

Кривая, полученная по этому уравнению, а также опытные точки Д. И. Кумина и автора, изображены на фиг. 17. Как видим, опытные данные достаточно хорошо сочетаются с кривой, определенной уравнением (41). Поэтому формулу 41 можно рекомендовать для практических расчетов.

Что касается подъемной силы, то она учитывается формулой (37), так как величина динамической скорости u_{*0} получена непосредственным измерением гидравлического уклона в предельном случае размыва. Кроме того, согласно выражению (34), влияние подъемной силы автоматически переносится в уравнение (41).

7. В Ы В О Д Ы

1. Разработанная расчетная схема позволила получить основные зависимости, с помощью которых можно определить те или иные гидравлические величины, характеризующие внутреннюю структуру потока на послепрыжковом участке. Все эти величины являются функцией относительной длины $\frac{s}{h_k}$.

2. При проектировании нижнего бьефа сооружения длину водобоя желательно принять равной расстоянию от сжатого сечения В—В (до зоны II), где эпюра распределения осредненных скоростей приближается к «нормальной» эпюре, свойственной равномерному турбулентному потоку. Опыты показывают, что указанное расстояние приблизительно равно $8,6 (h_2 - h_1)$. Окончательную длину водобоя следует выбирать на основе экономических соображений.

3. Обычно за водобоем устанавливается рисберма в виде каменной наброски. Для определения диаметра камня в наброске рисбермы можно рекомендовать формулу (41), а именно:

$$\frac{g d}{\xi_2 V_2^2} = 65 \left(\frac{s}{h_k} + 20 \right)^{-2}.$$

Толщина каменной наброски на рисберме, а также диаметр камня уменьшается вниз по течению, в соответствии с уменьшением избыточной энергии.

Отметим, что формула (41) получена для предельных условий, вследствие чего диаметр камня следует принимать с некоторым запасом на 15—20%.

Принятые обозначения

- Q — расход через сооружение;
 q — удельный расход;
 h_k — критическая глубина;
 $h_1; h''$ — взаимные глубины;
 ξ_1 — относительная глубина в начальном сечении прыжка;
 h_2 — глубина потока на водобое;
 ξ_2 — относительная глубина на водобое;
 h_0 — глубина, соответствующая неразмывающей скорости потока;
 d — средний диаметр размываемого материала;
 σ — коэффициент затопления прыжка;
 F_1 — число Фруда в начальном сечении прыжка;
 η — относительная высота прыжка;
 V_2 — средняя скорость потока на водобое и на рисберне;
 V_0 — неразмывающая скорость потока при равномерном турбулентном движении;
 A — амплитуда пульсации давления на дне потока;
 u_* — динамическая скорость;
 l_n — длина гидравлического прыжка;
 L_B — длина выравнивания осредненных скоростей;
 x — расстояние от начала прыжка до рассматриваемого сечения;
 s — расстояние от сечения В—В до данного сечения;
 α_0 — корректив количества движения, учитывающий неравномерность распределения осредненных скоростей;
 α_0' — тоже, учитывающий пульсацию;
 $\underline{\alpha}_0$ — полный корректив количества движения;
 α — корректив кинетической энергии, учитывающий неравномерность распределения осредненных скоростей;
 $\underline{\alpha}'$ — то же, учитывающий пульсацию;
 $\underline{\alpha}$ — полный корректив кинетической энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Д. Чертоусов, Гидравлика (специальный курс), 1957.
2. Д. И. Кумин, О рассеивании энергии в нижнем бьефе и его влиянии на выбор длины крепления, Известия ВНИИГ, т. 46, 1951.
3. Д. И. Кумин, Турбулентность и гашение энергии при сопряжении бьефов, Известия ВНИИГ, т. 55, 1956.
4. Н. А. Преображенский, Пульсация давления на дне потока при сопряжении бьефов и расчет толщины крепления русла в нижнем бьефе, Известия ВНИИГ, т. 46, 1951.
5. М. А. Дементьев, Течение жидкости на входном участке гладких труб прямоугольного и круглого сечения, Известия НИИГ, т. 21, 1937.
6. Д. И. Кумин, Гидравлический расчет крепления в нижнем бьефе водосбросов, Издание ВНИИГ, 1955.
7. В. С. Кнороз, Неразмывающая скорость для мелкозернистых грунтов, Гидротехническое строительство, № 3, 1953.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
1. Задачи исследования	3
2. Расчетная схема послепрыжкового участка	4
3. Длина выравнивания осредненных скоростей	8
4. Затухание пульсаций скоростей и давлений на послепрыжковом участке	14
5. Касательное напряжение на дне потока в условиях интенсивной пульсации	16
6. Основы расчета рисбермы	24
7. Выводы	29
Принятые обозначения	30
Литература	31



Л. Л. Пааль

ГАШЕНИЕ ЭНЕРГИИ В НИЖНЕМ БЬЕФЕ СООРУЖЕНИЙ В УСЛОВИЯХ ДОННОГО РЕЖИМА СОПРЯЖЕНИЯ

Издательство Таллинского Политехнического Института

Редактор Х. Вельнер

Технический редактор А. Тамм

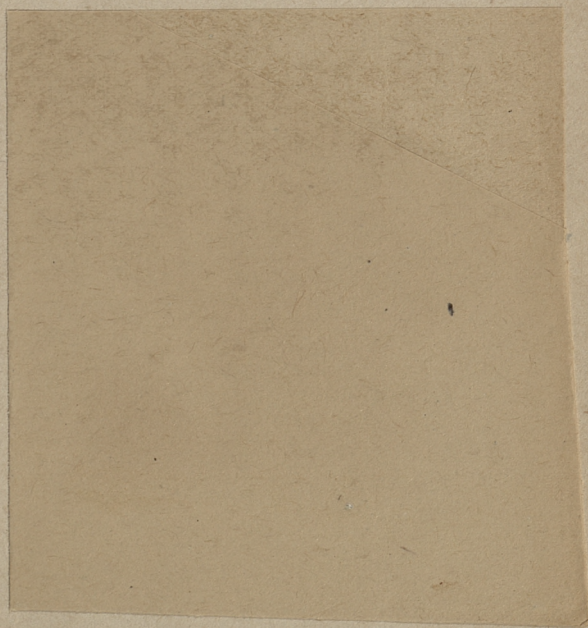
Корректор У. Лийв

Сдано в набор 16 IX 1957. Подписано к печати 28 I 1958. Бумага 45 × 84 $\frac{1}{16}$. Печатных листов 2,0. По формату 60 × 92 печатных листов 1,64. Учетно-издательских листов 1,41.

Тираж 800. МВ-00132. Заказ № 1469.

Типография «Пунане Тяхт», Таллин, ул. Пикк 54/58.

Цена 1 руб.



1 руб.