

А. Н. Альферович

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГАШЕНИЯ ЭНЕРГИИ ПРИ СОПРЯЖЕНИИ БЬЕФОВ ПРЫЖКОМ С ПРИСОЕДИНЕННЫМ РАСХОДОМ

Наиболее простой и часто используемой в практике формой сопряжения бьефов в гидротехнических сооружениях является сопряжение свободным гидравлическим прыжком, возникающим на гладком горизонтальном дне в условиях плоского движения и образования поверхностного вальца. Такой прыжок представляет собой мощный естественный гаситель энергии. Однако для более эффективной работы прыжка, особенно при пропуске расхода воды лишь частью сбросного фронта, когда возможно появление сбойного течения в нижнем бьефе, применяется также устройство дополнительных гасителей в виде водобойных стенок, шашек и т. п. Имеется и другой способ повышения эффективности гидравлического прыжка — путем присоединения к нему некоторого расхода воды, подводимого извне [6, 7]. Присоединение расхода обуславливает более интенсивное турбулентное перемешивание в прыжке, что влечет за собой дополнительные потери энергии в нем [2, 5, 8].

Использование для сопряжения бьефов прыжка с присоединенным расходом, как и свободного гидравлического прыжка, не исключает применения для более полного гашения энергии, если это потребуется, дополнительных мер, таких, как устройство водобойных стенок и т. п. Поэтому имеет смысл проследить прежде всего, как изменяются потери энергии в прыжке с присоединенным расходом в сопоставлении с изменением их в свободном гидравлическом прыжке, являющемся простейшим частным случаем прыжка с присоединенным расходом, когда последний становится равным нулю. Другими словами, можно рассматривать некоторую область изменения дополнительных потерь энергии, имеющую нижнюю границу, которая соответствует случаю свободного гидравлического прыжка, и ограниченную сверху линией расходного критического состояния (РКС) прыжка. При этом под РКС понимается такое состояние прыжка, обусловленное величиной присоединяемого расхода (без влияния уровня нижнего бьефа), когда начало поверхностного вальца прыжка находится в сжатом сечении основного сбросного потока, а дальнейшее увеличение присоединяемого расхода приводит к затоплению прыжка [3]. Такое определение РКС прыжка близко к тому, которое дано М. Э. Факторовичем для РКС горизонтального соединяемого потока [8], но отличается строгой фиксацией положения начала поверхностного вальца прыжка относительно сжатого сечения основного потока.

Количественная оценка характеристик эффективности гашения энергии в прыжке с присоединенным расходом для верхней границы области дополнительных потерь энергии, обусловленных присоединением расхо-

да под прямым углом к основному потоку, выполнена М. Э. Факторовичем на основании экспериментальных исследований [8]. Однако аналитических зависимостей этих характеристик от гидравлических параметров соединяемых потоков для всей области, как и для ее верхней границы, М. Э. Факторовичем не получено.

В настоящей статье даются аналитические выражения для некоторых из основных характеристик гашения энергии в прыжке с присоединенным расходом, позволяющие проследить за изменением этих характеристик во всей области дополнительных потерь энергии в зависимости от соотношений расходов и удельных энергий основного и присоединяемых потоков, угла присоединения расхода к основному потоку и от других определяющих факторов. При этом учитывается неравномерность распределения скоростей в граничных сечениях прыжка и их пульсация [2, 3].

Характеристикой эффективности гашения энергии в прыжке с присоединенным расходом может служить коэффициент приближения к минимуму удельной энергии потока, т. е. отношение потерь в прыжке удельной энергии к максимально возможным в прыжке потерям ее.

Удельная энергия протекающей жидкости до прыжка [2] определяется из выражения

$$\mathcal{E}_1 = Ah' \left(1 + \frac{\alpha_1 Fr_1}{2} \right) = Ah' \left(1 + a \sqrt[3]{Fr_1} + \frac{Fr_1}{2} \right), \quad (1)$$

а непосредственно за прыжком она равна

$$\mathcal{E}_2 = h' \left[\eta + a \sqrt[3]{Fr_1 \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2} + \frac{Fr_1}{2\eta^2} \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Здесь h' — глубина в сжатом сечении основного потока (первая сопряженная глубина прыжка); α_1 — корректив кинетической энергии в этом сечении; Fr_1 — число Фруда в сжатом сечении основного потока, равное $\frac{q_0^2}{gh'^3}$; q_0 — удельный (отнесенный к единице ширины водобоя) расход основного потока; q_n — присоединяемый к основному потоку удельный расход; $\eta = \frac{h''}{h'}$ (h'' — вторая сопряженная глубина прыжка); a — постоянный, отличный от нуля коэффициент, численное значение которого можно принять [2, 3] равным 0,05 (с помощью a учитывается неравномерность скоростей в граничных сечениях прыжка); A — отношение \mathcal{E}_1 к удельной энергии в сжатом сечении основного потока, причем

$$A = \frac{1 + k_n \frac{q_n}{q_0}}{1 + \frac{q_n}{q_0}}, \quad (3)$$

где k_n — отношение удельной энергии присоединяемых потоков к удельной энергии в сжатом сечении основного потока.

Потери энергии в прыжке с присоединенным расходом, отнесенные к единице веса протекающей жидкости, выражаются разностью

$$\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 = h' \left[A \left(1 + a \sqrt[3]{Fr_1 + \frac{Fr_1}{2}} \right) - \eta - a \sqrt[3]{Fr_1 \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2} - \frac{Fr_1}{2\eta^2} \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Легко убедиться, что при $a=0$ и $\frac{q_n}{q_0}=0$ выражение (4) превращается в общеизвестную формулу для потерь энергии в свободном гидравлическом прыжке (точнее в прыжке и на послепрыжковом участке):

$$\mathcal{E}_{ном} = \frac{(h'' - h')^3}{4h'h''} = \frac{h'(\eta - 1)^3}{4\eta}. \quad (5)$$

Очевидно, предельная минимальная удельная энергия соединенного потока в сечении 2'-2' [3] будет:

$$\mathcal{E}_к = h' \left[\eta_k + a \sqrt[3]{Fr_{1к} \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2} + \frac{Fr_{1к}}{2\eta_k^2} \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где $Fr_{1к}$ — минимальное число Фруда в сечении первой сопряженной (сжатой) глубины прыжка с присоединенным расходом, соответствующее заданному отношению $\frac{q_n}{q_0}$ при фиксированных параметрах соединяемых потоков; η_k — значение η , соответствующее минимуму удельной энергии соединенного потока и $Fr_{1к}$.

Тогда для коэффициента приближения к минимуму удельной энергии потока получаем формулу

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_к} &= \frac{A \left(1 + a \sqrt[3]{Fr_1 + \frac{Fr_1}{2}} \right) - \eta - a \sqrt[3]{Fr_1 \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2} -}{A \left(1 + a \sqrt[3]{Fr_1 + \frac{Fr_1}{2}} \right) - \eta_k - a \sqrt[3]{Fr_{1к} \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2} -} \dots \rightarrow \\ &\rightarrow \dots \frac{-\frac{Fr_1}{2\eta^2} \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2}{-\frac{Fr_{1к}}{2\eta_k^2} \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Численные значения η , η_k , $Fr_{1к}$, входящие в (7), в зависимости от Fr_1 и других гидравлических параметров соединяемых потоков могут быть найдены из основного уравнения прыжка с присоединенным расходом [3]:

$$\begin{aligned} \eta^3 + \frac{4}{3} a \eta^2 \sqrt[3]{Fr_1 \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2} - \left[\left(2Fr_1 + \frac{4}{3} a \sqrt[3]{Fr_1} \right) \left(1 + \frac{v_n}{v_1} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{q_n}{q_0} \cos \varphi \right) + 1 \right] \eta + 2Fr_1 \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2 = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где v_1 — скорость основного потока в сжатом сечении; v_n — скорость присоединяемых потоков; φ — угол присоединения расхода к основному потоку.

Можно убедиться, что при $a=0$ уравнение (8) преобразуется в записанное в других обозначениях уравнение, полученное М. Э. Факторовичем [10]:

$$\frac{1}{\xi_1} + \frac{h_{к.о}}{b} \left(\frac{q_n}{q_0} \right)^2 \cos \varphi + \frac{\xi_1^2}{2} = \frac{\left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2}{\xi_2} + \frac{\xi_2^2}{2}, \quad (9)$$

где $h_{к.о} = \sqrt[3]{\frac{q_0^2}{g}}$; $\xi_1 = \frac{h'}{h_{к.о}}$; $\xi_2 = \frac{h''}{h_{к.о}}$; b — ширина донного щелевого водовыпуска.

Зависимость (7) описывает характер изменения погашенности избыточной кинетической энергии потока в прыжке с присоединенным расходом в функции Fr_1 при фиксированных остальных переменных и позволяет судить, насколько тот или иной прыжок с заданными параметрами снижает энергонасыщенность сбросного потока и приближает ее к минимальному пределу.

Важными с инженерной точки зрения характеристиками эффективности прыжка с присоединенным расходом являются коэффициенты уменьшения второй сопряженной глубины прыжка $\frac{h''}{h'_3}$ и $\frac{h'_3 - h''}{h''_3 - h''_к}$, где h'_3 — вторая сопряженная глубина эквивалентного по энергии свободного гидравлического прыжка [8], расход которого и энергия в сечении первой сопряженной глубины соответственно равны сумме расходов и сумме энергий соединяемых потоков, так что условие эквивалентности можно записать в виде

$$\mathcal{E}_{13} = \mathcal{E}_1, \quad (10)$$

где \mathcal{E}_{13} — удельная энергия эквивалентного свободного гидравлического прыжка в сечении первой сопряженной (сжатой) глубины h'_3 .

Так как

$$Fr_1 = \frac{\alpha_1 q_0^2}{gh'^3}, \quad Fr_{13} = \frac{\alpha_{13} q_0^2 \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2}{gh'_3{}^3}, \quad (11)$$

то, разделив первое из равенств (11) на второе и учитывая, что $\sqrt[3]{\frac{\alpha_{13}}{\alpha_1}} \approx 1$, после преобразований получим

$$h'_3 = h' \sqrt[3]{\frac{Fr_1}{Fr_{13}} \left(1 + \frac{q_n}{q_0} \right)^2}, \quad (12)$$

где Fr_{13} — число Фруда в сжатом сечении эквивалентного свободного прыжка; α_{13} — соответствующий этому числу корректив α_1 .

Тогда

$$\frac{h''}{h_3''} = \frac{\eta_2 h'}{\eta_{23} h_3'} = \frac{\eta_2}{\eta_{23} \sqrt[3]{\frac{Fr_1}{Fr_{13}} \left(1 + \frac{q_n}{q_0}\right)^2}}, \quad (13)$$

$$\frac{h_3'' - h''}{h_3'' - h_k''} = \frac{\eta_{23} \sqrt[3]{\frac{Fr_1}{Fr_{13}} \left(1 + \frac{q_n}{q_0}\right)^2} - \eta_2}{\eta_{23} \sqrt[3]{\frac{Fr_1}{Fr_{13}} \left(1 + \frac{q_n}{q_0}\right)^2} - \eta_k}, \quad (14)$$

где η_2 — большее из двух положительных значений η , найденных из (8) по известному отношению $\frac{q_n}{q_0} \neq 0$ и другим заданным параметрам;

η_{23} — большее из η_3 , найденных из (8) при $\frac{q_n}{q_0} = 0$ по известному Fr_{13} .

Для вычисления коэффициентов уменьшения второй сопряженной глубины прыжка по формулам (13) и (14) установим связь между Fr_{13} и Fr_1 .

Из (1) и (10) следует

$$h_3' \left(1 + a \sqrt[3]{Fr_{13}} + \frac{Fr_{13}}{2}\right) = Ah' \times \left(1 + a \sqrt[3]{Fr_1} + \frac{Fr_1}{2}\right). \quad (15)$$

Подставив в (15) h_3' по (12), после преобразований получаем

$$\frac{\left(1 + a \sqrt[3]{Fr_{13}} + \frac{Fr_{13}}{2}\right)^3}{Fr_{13}} = \frac{A^3 \left(1 + a \sqrt[3]{Fr_1} + \frac{Fr_1}{2}\right)^3}{Fr_1 \left(1 + \frac{q_n}{q_0}\right)^2}. \quad (16)$$

По зависимости (16) построен график $Fr_{13} = f\left(Fr_1, \frac{q_n}{q_0}\right)$ при $A=1$ (рис. 1).

Полученные формулы (7), (13), (14), а также основное уравнение прыжка с присоединенным расходом (8) и соотношение (16) позволяют построить графики зависимости рассмотренных характеристик эффективности гашения энергии как в функции Fr_1 при фиксированных остальных переменных, так и в функции Fr_{13} .

На рис. 2 приведен график $\frac{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2'}{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_k} = f\left(Fr_{13}, \frac{q_n}{q_0}\right)$, построенный для случая $\varphi = 90^\circ$ и $A=1$, с опытными точками М. Э. Факторовича для

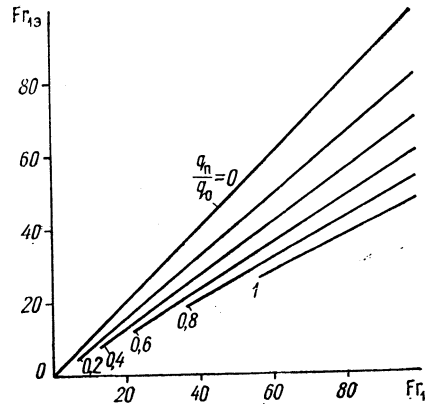


Рис. 1. График зависимости $Fr_{13} = f\left(Fr_1, \frac{q_n}{q_0}\right)$ при $A=1$.

РКС [8, 9]. Из графика видно, что опытные данные Факторовича хорошо согласуются с результатами вычислений по полученным аналитическим зависимостям для верхней границы области дополнительных потерь энергии в прыжке с присоединенным расходом, т. е. для линии РКС [3].

Вычисления по (13), (14) и построение графиков $\frac{h''}{h_3} = f\left(\text{Fr}_{13}, \frac{q_n}{q_0}\right)$, $\frac{h_3'' - h''}{h_3'' - h_k''} = f\left(\text{Fr}_{13}, \frac{q_n}{q_0}\right)$ также показали хорошее соответствие с экспериментальными данными М. Э. Факторовича [8, 9].

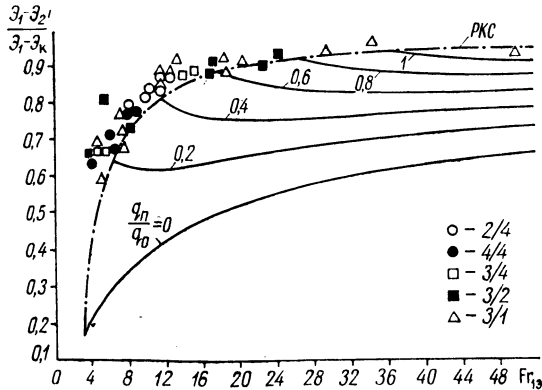


Рис. 2. График зависимости $\frac{z_1 - z_2'}{z_1 - z_k} = f\left(\text{Fr}_{13}, \frac{q_n}{q_0}\right)$ при $\varphi = 90^\circ$ с экспериментальными данными М. Э. Факторовича.

Из рис. 2 следует, что коэффициент приближения к минимуму удельной энергии потока может быть резко повышен за счет присоединения расхода при $\text{Fr}_{13} = 3 \div 15$ и что большая интенсивность уменьшения непогашенности энергии за прыжком связана с увеличением малых отношений $\frac{q_n}{q_0}$. Такой характер изменения $\frac{z_1 - z_2'}{z_1 - z_k}$, а также (что

можно показать) и характеристик $\frac{h''}{h_3}$, $\frac{h_3'' - h''}{h_3'' - h_k''}$ указывает на целесообразность использования прыжка с присоединенным расходом для сопряжения бьефов, прежде всего в низконапорных водосбросных сооружениях. При этом для повышения погашенности избыточной кинетической энергии потока в 2 раза и более (когда коэффициент $\frac{z_1 - z_2'}{z_1 - z_k}$ достигает 0,8) по сравнению со свободным гидравлическим прыжком достаточно обеспечить значения $\frac{q_n}{q_0}$ порядка 0,2—0,4.

Сбросной поток в сечении непосредственно за прыжком характеризуется повышенной пульсацией скоростей по сравнению с равномерным турбулентным потоком, что увеличивает размывающую способность потока на послепрыжковом участке.

Степень турбулентности в сечении 2'—2' за прыжком [3] может быть оценена коррективом количества движения

$$\alpha_{02'} = 1 + \frac{2a\eta^2}{3\sqrt[3]{Fr_1^2 \left(1 + \frac{q_n}{q_0}\right)^4}} \quad (17)$$

По зависимости (17) на рис. 3 построен график $\alpha_{02'} = f\left(Fr_1, \frac{q_n}{q_0}\right)$ при $\varphi=90^\circ$ с опытными точками, нанесенными в соответствии с экспериментальными данными, полученными на модели водосброса с боко-

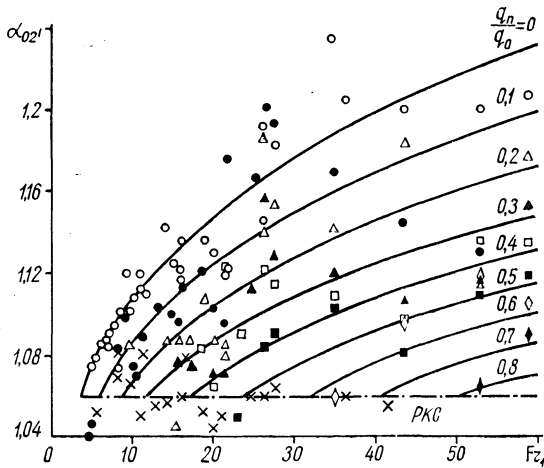


Рис. 3. График зависимости $\alpha_{02'} = f\left(Fr_1, \frac{q_n}{q_0}\right)$ при $\varphi=90^\circ$ с экспериментальными данными автора.

выми водовыпусками [3]. При этом опытные значения $\alpha_{02'}$ вычислялись с помощью основного уравнения прыжка с присоединенным расходом (8) по методике, изложенной в работе [1].

Как следует из рис. 3, величина $\alpha_{02'}$ тем меньше, чем больше $\frac{q_n}{q_0}$. При этом, подобно характеру изменения коэффициента $\frac{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_{2'}}{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_k}$, большая интенсивность уменьшения $\alpha_{02'}$, а значит, и степени турбулентности потока непосредственно за прыжком обнаруживается при увеличении малых отношений $\frac{q_n}{q_0}$.

Для оценки влияния присоединения расхода на турбулентность потока за прыжком были проведены опыты по записи мгновенных скоростей в нижнем бьефе на модели водосброса с боковыми водовыпусками из устоев под прямым углом к основному потоку на водобое [1]. Измерения скоростей производились с помощью флюгера с электролитическим датчиком [4] в осевой плоскости водосброса на участке от сжатого сечения в основании водослива до створа с практически полным

затуханием повышенной турбулентности за прыжком. При измерении придонных скоростей расстояние от дна до центра флажка флюгера составляло 8 мм при высоте флажка 5 мм и ширине 12 мм. Сигналы датчика скорости записывались на фотобумагу на осциллографе Н-700, продолжительность записи каждой осциллограммы составляла 25 сек.

В результате обработки полученных осциллограмм найдены средние квадратичные значения продольной составляющей пульсационной скорости $\sqrt{v_d'^2}$. С целью выявления характера изменения пульсации

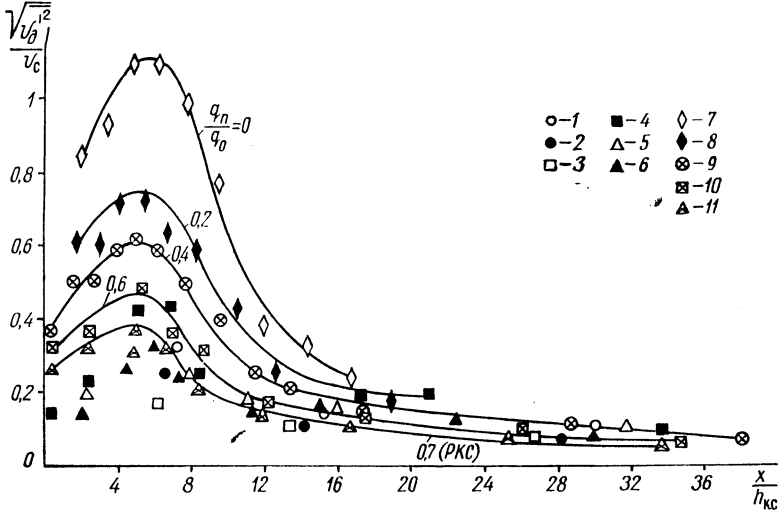


Рис. 4. Экспериментальные данные зависимости $\frac{\sqrt{v_d'^2}}{v_c} = f\left(\frac{x}{h_{к.с.}}, \frac{q_n}{q_0}\right)$:
 при $Fr_1 = 8,7$: 1 — $\frac{q_n}{q_0} = 0$, 2 — 0,1, 3 — 0,2; при $Fr_1 = 15,9$: 4 — 0, 5 — 0,1,
 6 — 0,2; при $Fr_1 = 42,9$: 7 — 0, 8 — 0,2, 9 — 0,4, 10 — 0,6, 11 — 0,7.

скоростей за прыжком в зависимости от $\frac{q_n}{q_0}$ на рис. 4 приведены опыт-

ные данные функции $\frac{\sqrt{v_d'^2}}{v_c}$ от отношения расходов $\frac{q_n}{q_0}$ и удаления

$\frac{x}{h_{к.с.}}$ точек измерения скоростей от сжатого сечения основного потока,

где v_d' — продольная составляющая придонной пульсационной скорости, v_c — средняя скорость соединенного потока за прыжком, x — расстояние между точкой измерения и сжатым сечением, $h_{к.с.}$ — критическая глубина соединенного потока, равная $\sqrt[3]{\frac{(q_0 + q_n)^2}{d}}$. Пара-

метры опытов, данные об интенсивности турбулентности в которых нанесены на рис. 4, приведены в табл. 1 (цифры у условных обозначений указывают номера опытов).

Из рис. 4 видно, что чем больше число Фруда Fr_1 , тем выше численное значение $\frac{\sqrt{v_d'^2}}{v_c}$ в прыжке.

На рис. 4 по точкам третьей серии опытов проведены плавные кривые, которые показывают (это следует также из анализа расположения опытных точек третьей и второй серий), что, подобно характеру изменения корректива α_{02}' (рис. 3), величина $\frac{\sqrt{\frac{v_d'^2}{v_c}}}{q_0}$ в функции $\frac{q_n}{q_0}$ изменяется более интенсивно при малых отношениях $\frac{q_n}{q_0}$. Это значит (поскольку величина α_{02}' обусловлена пульсацией скоростей [2, 3]), что подтверждается правильность допущенного при выводе формулы для α_{02}' предположения о пропорциональности потерь энергии на послепрыжковом участке критической глубине соединенного потока [1].

Таблица 1

Номер		$q_0 + q_n$, см ² /сек	$\frac{q_n}{q_0}$	$h_{к.с.}$, см	h'' , см	v_c , см/сек	h' , см	Fr ₁
серии опытов	опыта							
1	1	350	0	5,00	8,96	39,1	2,43	8,7
	2	385	0,1	5,32	8,50	45,3		
	3	420	0,2	5,65	7,85	53,5		
2	4	160	0	2,97	6,06	26,4	1,18	15,9
	5	176	0,1	3,16	5,86	30,0		
	6	192	0,2	3,35	5,64	34,0		
3	7	95,3	0	2,10	5,20	18,3	0,60	42,9
	8	114,5	0,2	2,38	5,00	22,9		
	9	133,7	0,4	2,63	4,80	27,8		
	10	152,5	0,6	2,88	4,43	34,4		
	11	162,0	0,7	2,99	4,24	38,2		

Таблица 2

Номер опыта	$q_0 + q_n$, см ² /сек	$\frac{q_n}{q_0}$	$h_{к.с.}$, см	$h_{н.б.}$, см	v_c , см/сек
1	94,3	0	2,08	4,95	19,1
2	132,0	0,4	2,61		26,7
3	170,0	0,8	3,08		34,3

Для количественной оценки эффективности боковых потоков как средства устранения сбойности основного потока на указанной модели, имевшей три водосбросных пролета по 10 см при ширине водобоя 38 см, проведены опыты, в которых трубкой Пито измерялись осредненные скорости в четырех створах, отстоящих на 35, 75, 150 и 270 см от сжатого сечения основного потока. В табл. 2 приведены параметры выполненных опытов в случае работы модели лишь при одном из трех водосбросных пролетов, где $h_{н.б.}$ — глубина в нижнем бьефе.

Во всех опытах и указанных створах скорости измерялись по пяти вертикалям в створе, в четырех точках на каждой вертикали. Средняя вертикаль располагалась по оси водосброса, остальные по обе стороны от средней с шагом 8 см (при прямоугольном сечении отводящего ка-

нала) или 14,5 см (при трапецидальном сечении отводящего канала с заложением откосов 2,5).

Характеристикой сбойности течения может служить отношение $\frac{\bar{v}_{д\max}}{v_c}$ в функции $\frac{x}{h_{к.с}}$, где $\bar{v}_{д\max}$ — максимальная из измеренных осредненных придонных скоростей.

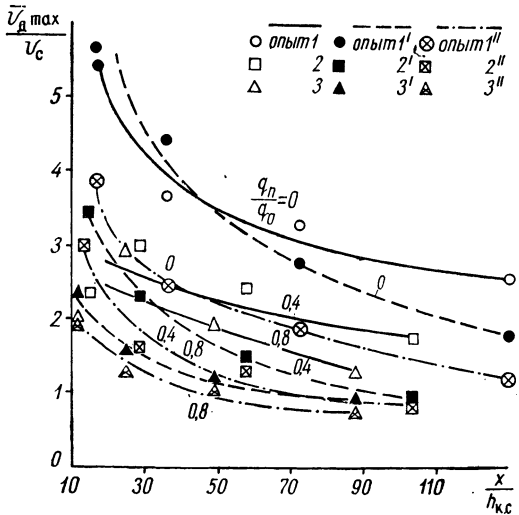


Рис. 5. Изменение $\frac{\bar{v}_{д\max}}{v_c}$ в отводящем канале водосброса при различных $\frac{q_{п}}{q_0}$ и работе частью сбросного фронта.

По опытным точкам на рис. 5 проведены кривые зависимости $\frac{\bar{v}_{д\max}}{v_c} = f\left(\frac{x}{h_{к.с}}, \frac{q_{п}}{q_0}\right)$. Опыты 1—3 относятся к случаю работы модели крайним водосбросным пролетом, опыты 1'—3' — средним при прямоугольном отводящем канале, а опыты 1''—3'' — средним пролетом при трапецидальном отводящем канале.

Как видно из рис. 5, значения максимальных придонных скоростей в отводящем канале интенсивно убывают в зависимости от увеличения присоединяемого расхода к основному сбросному потоку, причем особенно резко при увеличении малых отношений $\frac{q_{п}}{q_0}$. Таким образом, присоединение боковых потоков к основному является достаточно эффективным способом предупреждения возникновения сбойного течения при работе водосброса частью основного сбросного фронта.

Выводы

1. Анализ показал, что в прыжке с присоединенным расходом поглощенность избыточной кинетической энергии сбросного потока может быть существенно повышена по сравнению со свободным гидравличе-

ским прыжком. При этом наибольший эффект получается в диапазоне чисел Фруда $Fr_{1,2} = 3-15$, когда возможно увеличение погашенности энергии в прыжке вдвое и более, для чего достаточно довести отношения присоединяемого расхода к расходу основного потока до значений прыжка 0,2—0,4.

Поэтому использование прыжка с присоединенным расходом для сопряжения бьефов водосбросов целесообразно прежде всего в низконапорных сооружениях.

2. При работе части сбросного фронта присоединение расхода к основному потоку позволяет свести к минимуму возможность появления сбойности течения в нижнем бьефе.

Литература

1. *Альферович А. Н.* Коррективы количества движения и кинетической энергии в конечном сечении гидравлического прыжка с присоединенным расходом. Сб. «Использование и охрана водных ресурсов Белоруссии». Минск, 1967. 2. *Альферович А. Н.* Потери энергии в гидравлическом прыжке с присоединенным расходом. Сб. «Комплексное использование и охрана водных ресурсов». Минск, 1968. 3. *Альферович А. Н.* Сопряжение бьефов прыжком с присоединенным расходом. Сб. «Вопросы водохозяйственного строительства». Минск, 1968. 4. *Васильченко Г. В., Нелипович Н. Б.* Прибор с электролитическим датчиком для измерения мгновенных скоростей потоков. Сб. «Водное хозяйство Белоруссии». Минск, 1965. 5. *Мохов С. А.* Гашение энергии при соударении потоков. «Науч. докл. высш. школы. Строительство». 1958, № 4. 6. *Поляков В. Ф.* Сопряжение бьефов прыжком с добавочным расходом. «Гидротехника и мелиорация», 1952, № 4. 7. *Факторович М. Э.* Водосбросная плотина с самогашением энергии. «Изв. ВНИИГ», т. 48, 1952. 8. *Факторович М. Э.* Гашение энергии и сопряжение глубин при соединении потоков. «Изв. ВНИИГ», т. 55, 1956. 9. *Факторович М. Э.* Методика приближенного гидравлического расчета сопряжения бьефов водосбросных сооружений с использованием соударения потоков для гашения энергии. «Техническая информация». М., 1956. 10. *Факторович М. Э.* Взаимодействие соударяющихся потоков жидкости и перспективы его использования в водосбросных сооружениях. Автореф. докт. дисс. Л., 1963.