

УДК 532.532+532.59

СИЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ПРЕРЫВНЫХ ВОЛН НА ВЕРТИКАЛЬНУЮ СТЕНКУ

В. И. Букреев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск
E-mail: bukreev@hydro.nsc.ru

Приведены результаты экспериментального исследования силового воздействия волны, распространяющейся по нижнему бьефу после полного разрушения плотины, на вертикальную торцевую стенку прямоугольного канала. Показано, что результаты расчета на основе первого приближения теории мелкой воды и экспериментальные данные различаются не более чем на 5 %.

Ключевые слова: движущийся гидравлический прыжок (бор), отражение от вертикальной стенки, силовое воздействие.

Введение. Исследованию силового воздействия волн на различные препятствия и плавающие тела посвящено большое количество работ, в которых установлено, в частности, что существенное значение имеет форма набегающих волн. Однако ранее в основном исследовалось воздействие синусоидальных, стоячих, уединенных и ветровых волн. В данной работе рассматривается воздействие волн, образующихся в нижнем бьефе после разрушения плотины (в теории мелкой воды, а также в газовой динамике соответствующие волны называются прерывными [1, 2]). При их теоретическом анализе используется термин “задача о распаде разрыва”. В настоящей работе рассматривается частный случай задачи о распаде разрыва, когда в начальном состоянии жидкость покоится.

Для волны в нижнем бьефе после разрушения плотины используется также термин “волна прорыва” [3]. Волна прорыва является наиболее простым примером катастрофических волн различной природы. Кинематические характеристики такой волны (высота, скорость распространения и порожденная волной скорость движения жидкости) хорошо изучены теоретически и экспериментально. В случае параболического (в частности, прямоугольного) русла получены аналитические решения в рамках первого приближения теории мелкой воды [1, 2]. В реальном речном русле с поймами, боковыми притоками и разнообразными гидравлическими сопротивлениями кинематические характеристики волны прорыва определяются численными расчетами на основе уравнений Сен-Венана [3, 4]. Соответствующие расчеты на небольших интервалах времени выполнялись также на основе более сложных математических моделей [5–8]. Среди большого числа экспериментальных исследований следует отметить работы [9, 10], в которых получили подтверждение используемые далее аналитические решения [1, 2]. Количество работ, посвященных силовому воздействию волны прорыва на различные препятствия, невелико, причем все они экспериментальные [11–14].

Расчет силового воздействия на стенку, перекрывающую поперечное сечение канала, можно выполнить на основе указанных выше теорий. Цель данной работы — эксперимен-

тально проверить результаты расчета на основе теоретических работ [1, 2]. Результаты наиболее близких с точки зрения методики опытов содержатся в [11, 12], однако в этих работах рассматривался короткий канал, дно которого не было горизонтальным, а торцевая стенка — вертикальной, что не согласуется с постановкой задачи в [1, 2].

Скорость движения и глубина жидкости, а также давление на фронте теоретической прерывной волны изменяются скачкообразно. Такая модельная волна наносит по препятствию мгновенный удар, после чего картина обтекания препятствия становится стационарной. На практике волна прорыва имеет вид движущегося гидравлического прыжка, длина которого по крайней мере в пять раз больше его высоты [15], поэтому сила, действующая на препятствие, выходит на постоянное значение непрерывно.

Для движущегося гидравлического прыжка используется термин “бор” [2, 3]. Существует пять разновидностей гидравлического прыжка и бора [3, 15], для четырех разновидностей характерно наличие ондуляций — нелинейных колебаний глубины и скорости движения жидкости на некотором участке за передним фронтом бора. При определенных условиях размах ондуляций сравним по величине со средней высотой бора. Ондуляции достаточно быстро вырождаются, что обусловлено главным образом влиянием дисперсии, а не вязкости. При отражении от вертикальной стенки размах ондуляций увеличивается [10]. В случае воздействия волны прорыва на пластину или цилиндр, преграждающие поток лишь частично, наличие ондуляций приводит к существенному увеличению силы и опрокидывающего момента силы относительно дна канала [13, 14].

1. Кинематические характеристики набегающей и отраженной волн. На рис. 1 показаны теоретические профили набегающей и отраженной волн в случае первоначально обводненного дна в нижнем бьефе ($h_+ > 0$). В соответствии с теоретическими работами [1, 2] профиль набегающей волны $h(x, t)$ описывается соотношениями

$$h = h_- \quad \text{при} \quad x < -c_0t, \quad h = (2c_0 - x/t)/(9g) \quad \text{при} \quad -c_0t \leq x \leq (2c_0 - 3c_*)t, \\ h = h_1 \quad \text{при} \quad (2c_0 - 3c_*)t < x < c_1t, \quad h = h_+ \quad \text{при} \quad x \geq 2c_1t,$$

где x — продольная координата (в створе шита $x = 0$, в нижнем бьефе $x > 0$); t — время; g — ускорение свободного падения; h_- , h_+ — начальные глубины верхнего и нижнего бьефов. Параметры этой волны находятся из системы уравнений

$$c_0 = \sqrt{gh_-}, \quad (h_1 - h_+) \sqrt{g(h_1 + h_+)}/(2h_1h_+) = 2(\sqrt{gh_-} - \sqrt{gh_1}), \\ c_* = \sqrt{gh_1}, \quad c_1 = c_* \sqrt{(h_1 + h_+)}/(2h_+), \quad U_1 = c_1(1 - h_+/h_1).$$

При анализе силового воздействия существенны следующие особенности набегающей волны, представляющей собой комбинацию центрированной волны понижения уровня свободной поверхности и простой прерывной волны. Волна понижения уровня переходит в

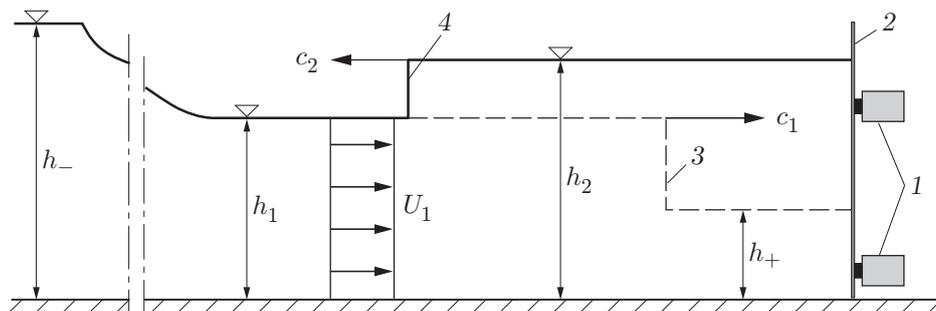


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — датчики усилий, 2 — пластина (стенка), 3 — набегающая волна, 4 — отраженная волна

прерывную волну в поперечном сечении потока с координатой $x_* = c_* t$. При $c_* = 2c_0/3$ $x_* = 0$, что имеет место при $h_+/h_- \simeq 0,138$. Если $c_* > 2c_0/3$ ($h_+/h_- > 0,138$), сопряжение волны понижения уровня и прерывной волны происходит в верхнем бьефе, точка сопряжения смещается со временем вверх по потоку, и течение в нижнем бьефе является докритическим ($Fr = U_1^2/(gh_1) < 1$). Такой режим сопряжения бьефов называется подтопленным. Если $c_* < 2c_0/3$ ($h_+/h_- < 0,138$), сопряжение волны понижения уровня и прерывной волны происходит в нижнем бьефе, точка сопряжения смещается со временем вниз по потоку, и течение в нижнем бьефе является сверхкритическим ($Fr > 1$). Такой режим сопряжения бьефов называется неподтопленным.

В случае неподтопленного режима сопряжения бьефов после отражения от стенки вверх по потоку распространяется прерывная волна с параметрами (см. рис. 1)

$$h_2 = h_1 + U_1 \sqrt{2h_1 h_2 / (g(h_1 + h_2))}, \quad c_2 = -U_1 h_1 / (h_2 - h_1).$$

За фронтом отраженной волны теоретическая скорость $U_2 = 0$, а сила, действующая на вертикальную торцевую стенку прямоугольного канала после отражения теоретической волны, постоянна во времени и вычисляется по формуле

$$F_T = 0,5 \rho g h_2 B,$$

где ρ — плотность жидкости; B — ширина канала. В случае неподтопленного режима сопряжения бьефов эта формула справедлива лишь до момента времени $t_* = l/c_*$ (l — расстояние от щита до рассматриваемой торцевой стенки канала; в верхнем бьефе канал считается бесконечно длинным). Затем глубина h_2 и сила F_T увеличиваются. На рис. 2–6 приведены только постоянные теоретические значения h_2 и F_T .

В случае первоначально сухого дна в нижнем бьефе ($h_+ = 0$) остается только волна понижения уровня, профиль которой описывается приведенными выше соотношениями, если в них положить $h_1 = h_+ = 0$, $c_* = 0$. После отражения такой волны от стенки сила со временем непрерывно возрастает.

Справедливость условия перехода от неподтопленного режима сопряжения бьефов к подтопленному, а также формул для h_1 , c_1 подтверждают опыты [9, 10]. Результаты экспериментальной проверки формул для h_2 , c_2 приведены ниже. В случае сухого дна в нижнем бьефе профиль и характерные скорости распространения волны плохо согласуются с экспериментальными данными [10].

В теоретических работах [1, 2] давление перед фронтом прерывной волны и за ним распределено по гидростатическому закону. В эксперименте на начальной стадии отражения имеет место заплеск воды на стенку [16], усиливающий ондуляции. В процессе заплеска, а также в головной части экспериментальной волны распределение давления отличается от гидростатического.

2. Методика эксперимента и анализа результатов измерений. Опыты проводились в прямоугольном канале с ровным горизонтальным дном, использовавшемся ранее в экспериментах [10] (ширина канала $B = 0,2$ м, длина $L = 8,2$ м, высота $0,25$ м). На расстоянии $l = 2$ м слева от торцевой стенки канала располагался тонкий плоский вертикальный щит, с помощью которого создавался начальный перепад глубин в верхнем и нижнем бьефах. В момент времени $t = 0$ щит быстро (примерно за $0,04$ с) поднимался вертикально вверх.

Пластина (см. рис. 1) закреплялась на жестких датчиках усилий фирмы “Honeywell”. Между пластиной, боковыми стенками и дном канала имелись зазоры размером 3 мм, закрытые тонкой резиновой пленкой. Малая сила, воспринимаемая резиновой пленкой, учитывалась при калибровке измерительной системы. Статическая калибровка измерительной системы осуществлялась непосредственно в ходе опытов путем ступенчатого изменения глубины покоящейся жидкости, когда давление распределено строго по гидростатическому закону. Динамическая калибровка выполнялась путем кратковременного удара по

пластине в покоящейся жидкости. По реакции системы на это воздействие стандартным образом определялись собственная частота ω_0 и декремент затухания α измерительной системы. Эти параметры зависят главным образом от массы пластины и присоединенной массы воды, поскольку пластина опиралась на датчики с собственной частотой порядка 10^5 с^{-1} . Для наиболее невыгодных условий измерений найдены значения $\omega_0/(2\pi) = 8,3 \text{ с}^{-1}$, $\alpha = 14 \text{ с}^{-1}$. Далее показано, что при частотах $\omega/(2\pi) \geq 2,5 \text{ с}^{-1}$ спектры сил практически равны нулю, поэтому при измерениях сил частотными искажениями можно пренебречь.

Колебания уровня свободной поверхности во времени при нескольких фиксированных значениях координаты x на оси канала измерялись волномерами, принцип действия которых основан на значительном различии электрической проводимости воды и воздуха. Воспринимающие электроды волномеров диаметром 1 мм находятся в плоскости поперечного сечения набегающего потока на расстоянии 5 мм друг от друга. Статическая калибровка волномеров осуществлялась путем ступенчатого подъема их электродов на заданное расстояние в покоящейся жидкости. При динамической калибровке электроды перемещались по синусоидальному закону с варьируемой частотой. Установлено, что при измерениях волн частотными искажениями также можно пренебречь.

Электроды одного из волномеров располагались на расстоянии 10 мм выше по потоку от пластины. Два других волномера в разных сериях опытов располагались на различных расстояниях x от щита таким образом, чтобы интервал Δx между ними был постоянным и равным 0,3 м. По времени $\Delta t_{1,2}$ перемещения на это расстояние средних по высоте точек передних фронтов прямой и отраженной волн определялись значения $c_{1,2} = \Delta x/\Delta t_{1,2}$, которые сравнивались с теоретическими скоростями распространения волн c_1, c_2 соответственно.

Первичная информация анализировалась с помощью компьютера. Повторные измерения проводились в разные дни при одних и тех же условиях. В каждом опыте среднеквадратичная мера погрешности не превышала 2 % при измерении глубины и силы F и 3 % при измерении скорости распространения. После осреднения по четырем опытам и сглаживания B -сплайном данных при различных значениях начальных глубин погрешность уменьшалась. Представление о ней дает разброс экспериментальных точек на рис. 4–6.

В работах [1, 2] волновое движение определяется только параметрами $h_+^0 = h_+/h_-$ и g (см. приведенные выше формулы). В эксперименте необходимо учитывать вязкость жидкости, конечные размеры канала и шероховатость твердых границ. В настоящей работе сравнение с теорией выполнялось только на таких интервалах времени, когда влияние этих медленно действующих факторов не превышало погрешности измерений. Параметр h_+^0 варьировался в диапазоне $0 \leq h_+^0 \leq 0,84$.

3. Результаты опытов. На рис. 2 приведен пример синхронного изменения во времени t продольной компоненты силы F , действующей на пластину, и глубины h в двух точках по координате x . Начало отсчета времени соответствует моменту выхода щита из воды. В данном примере $h_- = 0,208$ м, $h_+ = 0,125$ м. Показаны четыре характерных момента времени t_1, t_2, t_3, t_4 . При $t = t_1$ прямая волна распространилась до волномера, расположенного в поперечном сечении $x = 0,985$ м. При $t = t_2$ волна достигла стенки, и сила начала возрастать. При $t = t_3$ отраженная волна вернулась к тому же волномеру. Заметим, что направление распространения волны отдельно взятым волномером не определялось, в его сигнале как функции времени передний фронт волны всегда фиксировался слева. В опытах прямая волна в нижнем бьефе распространялась вправо, отраженная — влево. Повторное увеличение глубины и силы при $t > t_4$ обусловлено конечной длиной канала не только справа, но и слева от щита. После отражения от левой торцевой стенки начинает формироваться длинная волна типа сейши, параметры которой зависят от длины канала и в данной работе не рассматриваются.

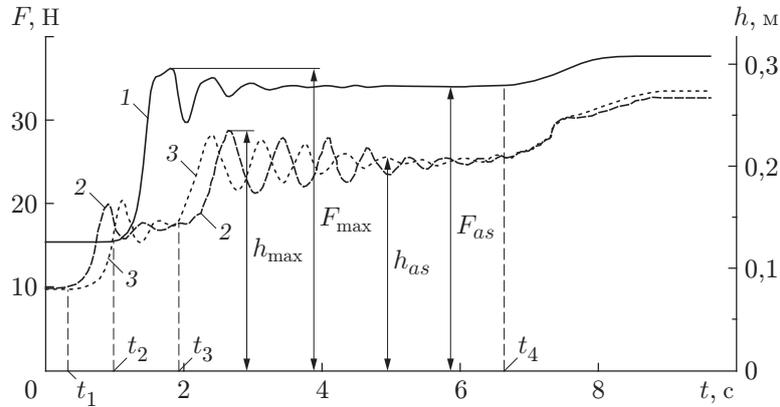


Рис. 2. Зависимости силы (1) и глубины (2, 3) от времени:
 2 — глубина за фронтом набегающей волны, 3 — глубина за фронтом отраженной волны

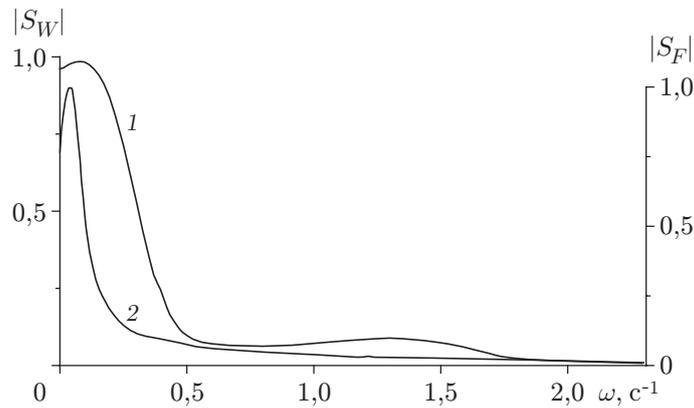


Рис. 3. Модули спектров набегающей волны $|S_W|$ (1) и силы $|S_F|$ (2)

На рис. 2 показаны некоторые характерные значения глубины и силы. Глубину h_{as} и силу F_{as} (именно эти величины сравниваются с теоретическими значениями h_2, F_T) будем называть асимптотическими, глубину под первым гребнем ондуляций h_{\max} и силу F_{\max} (см. рис. 2) — наибольшими.

На рис. 3 приведены модули спектров колебаний глубины S_W и силы S_F , нормированных на их наибольшие значения. Спектр S_F соответствует кривой 2, спектр S_W — кривой 1. Спектральный анализ выполнялся только на интервале $0 \leq t \leq t_4$ (см. рис. 2) с помощью стандартной компьютерной программы “Hanning”. При всех значениях параметра h_+^0 максимумы спектров располагались в области частот $0 \leq \omega/(2\pi) < 0,5 \text{ c}^{-1}$.

Зависимости теоретической h_2^0 и экспериментальных h_{as}^0, h_{\max}^0 глубин за отраженной волной от параметра h_+^0 приведены на рис. 4. Верхний индекс 0 означает, что глубины нормированы на h_- . Следует отметить, что при $h_+^0 > 0,3$ теоретическая глубина за отраженной волной незначительно отличается от начальной глубины верхнего бьефа. Такая тенденция характерна также для величины h_{as}^0 . В диапазоне $h_+^0 > 0,1$ глубина h_{as}^0 несколько меньше теоретической (различие не превышает 2 %). Глубина под первым гребнем ондуляций может превышать значение h_2 на 10 % (при $h_+^0 \simeq 0,67$).

На рис. 5 приведены теоретическая и экспериментальная зависимости скорости распространения отраженной волны от параметра h_+^0 . Скорость нормирована на величину

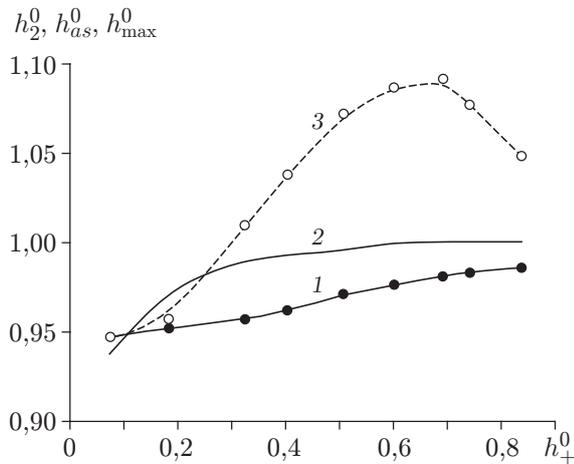


Рис. 4

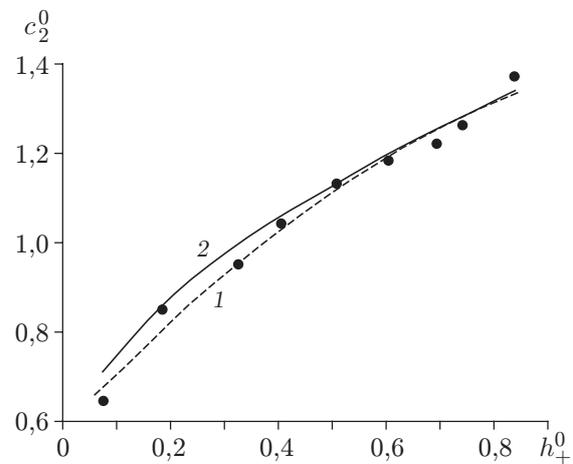


Рис. 5

Рис. 4. Характерные значения глубины за фронтом отраженной волны:

1 — h_{as}^0 , 2 — расчет на основе работ [1, 2], 3 — h_{max}^0

Рис. 5. Скорость распространения отраженной волны:

1 — эксперимент, 2 — расчет на основе работ [1, 2]

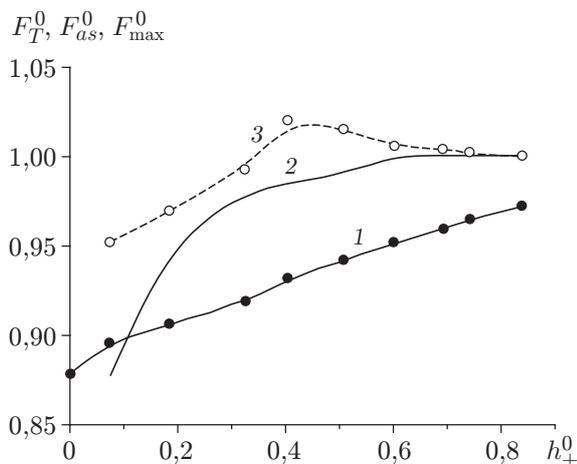


Рис. 6. Характерные значения силы:

1 — F_{as}^0 , 2 — F_T^0 , 3 — F_{max}^0

$c_0 = (gh_-)^{1/2}$. Видно, что результаты расчетов и экспериментальные данные хорошо согласуются. Поскольку глубина h_{as} была незначительно меньше h_2 (см. рис. 4), из условия сохранения расхода следует, что в эксперименте расход при $x = 0$ на несколько процентов меньше теоретического.

На рис. 6 приведены результаты сравнения теоретической, асимптотической и наибольшей сил, нормированных на величину $0,5\rho g B h_-^2$. Силу F_{as} можно вычислить по величине h_{as} на основе гидростатического закона распределения давления. Это подтверждается при независимых измерениях силы (см. рис. 6), что является доказательством надежности полученных экспериментальных данных. Сила F_{as} пропорциональна квадрату глубины h_{as} , поэтому величины F_{as} , F_T различаются в большей степени, чем величины h_{as} и h_2 . При расчете силы F_{max} гидростатический закон распределения давления неприменим.

Заключение. Опыты показывают, что результаты расчета силового воздействия прерывной волны на вертикальную торцевую стенку канала на основе теоретических работ [1, 2] и экспериментальные данные различаются не более чем на 5 %. При воздействии

головной части набегающей волны наибольшая экспериментальная сила превышает расчетную, причем большее различие имеет место в случае набегающей волны в виде гладкого ондулярного бора. Один из методов расчета изменяющейся во времени глубины на стенке после отражения гладкого ондулярного бора описан в [6], там же приведены результаты экспериментальной проверки этого метода.

Как и в расчетах на основе теоретических работ [1, 2], через некоторое время после отражения головной части бора сила становится постоянной. В диапазоне $0 \leq h_+/h_- < 1/3$ постоянная экспериментальная сила незначительно превышает теоретическую, а в диапазоне $h_+/h_- > 1/3$ несколько меньше теоретической.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Христианович С. А.** Неустановившееся движение в каналах и реках / С. А. Христианович, С. Г. Михлин, Б. Б. Девисон: Некоторые новые вопросы механики сплошной среды. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1938. С. 15–154.
2. **Стокер Дж. Дж.** Волны на воде. Математическая теория и приложения. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
3. **Chow Ven Te.** Open-channel hydraulics. N. Y.: McGraw Hill Book Co., 1959.
4. **Атавин А. А., Васильев О. Ф., Воеводин А. Ф., Шугрин С. М.** Численные методы решения одномерных задач гидравлики // Вод. ресурсы. 1983. № 4. С. 38–47.
5. **Colicchio G., Colagrossi A., Greco M., Landrini M.** Free-surface flow after a dam-break: a comparative study // Schiffstechnik. 2002. Bd 49, N 3. S. 95–104.
6. **Баракхин В. Б., Краснощекова Т. В., Потапов И. Н.** Отражение волны прорыва от вертикальной стенки. Численное моделирование и эксперимент // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 2. С. 96–102.
7. **Франк А. М.** Дискретные модели несжимаемой жидкости. М.: Физматлит, 2001.
8. **Гусев А. В., Ляпидевский В. Ю.** Турбулентный бор в сверхкритическом потоке над неровным дном // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2005. № 1. С. 62–70.
9. **Dressler R. F.** Comparison of theories and experiments for the hydraulic dam-break wave // Intern. Assoc. Sci. Hydrol. 1954. N 38. P. 319–328.
10. **Букреев В. И., Гусев А. В., Малышева А. А., Малышева И. А.** Экспериментальная проверка газогидравлической аналогии на примере задачи о разрушении плотины // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2004. № 5. С. 143–152.
11. **Scotton P.** Dynamic impact of Debris flows: experimental study: Prepr. / Univ. di Trento. Trento, 1996.
12. **Trivellato F., Scotton P.** Bore impact upon a wall (experimental data base): Prepr. / Univ. di Trento. Trento, 2001.
13. **Букреев В. И., Дегтярев В. В., Чеботников А. В.** Методика экспериментального исследования силового воздействия волн на препятствия // Изв. вузов. Стр-во. 2007. № 7. С. 70–75.
14. **Букреев В. И., Зыков В. В.** Силовое воздействие волн типа бора на вертикальную пластину // ПМТФ. 2008. Т. 49, № 6. С. 45–54.
15. **Киселев П. Г.** Справочник по гидравлическим расчетам. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1957.
16. **Букреев В. И.** Заплеск воды на вертикальную стенку при распаде разрыва над уступом // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 1. С. 71–76.