

УДК 532.59

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ ПРИ РАСПАДЕ РАЗРЫВА НАД УСТУПОМ ДНА ОТКРЫТОГО КАНАЛА

В. И. Букреев, А. В. Гусев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Приведены экспериментальные данные о формах волн, скоростях их распространения и характерных глубинах потока в верхнем и нижнем бьефах после удаления щита, создающего начальный перепад уровней свободной поверхности и расположенного над уступом дна прямоугольного открытого канала. Выполнена проверка автомодельных решений задачи, полученных ранее в рамках гидравлического приближения. Установлено, что в определенных диапазонах времени, продольной координаты и параметров задачи эти решения подтверждаются результатами опытов.

Ключевые слова: жидкость, свободная поверхность, прерывные волны, эксперимент, проверка теории.

Введение. В гидравлике термин “распад разрыва” используется при решении задачи Коши с разрывными кусочно-постоянными начальными данными для уравнений первого приближения теории мелкой воды [1]. В данной работе этот термин используется в физической задаче, постановка которой поясняется на рис. 1. Распад разрыва свободной поверхности жидкости в канале с ровным дном изучался для анализа гидродинамических процессов при внезапном разрушении плотины [2, 3]. В последнее время выполнен ряд расчетно-теоретических исследований распада разрыва над уступом (резким понижением дна канала вниз по потоку) или ступенькой (резким повышением дна канала) [4–6]. Решение этой задачи используется при анализе аварий на судоходных шлюзах [6]. Расчеты и сравнение с экспериментом для случая распада разрыва над неровным дном более сложной формы выполнены в [7].

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований распада разрыва над уступом, которые используются для проверки метода расчета [6]. Экспериментальные данные о высоте заплеска воды на вертикальную стенку при распаде разрыва над ровным дном содержатся в [8, 9], при распаде разрыва над уступом — в [10].

В работе [6] проанализированы теоретические автомодельные решения рассматриваемой задачи в рамках гидравлического приближения. В этом приближении предполагается, что давление распределено по гидростатическому закону. Согласно [6] над уступом устанавливается критическая глубина h_* :

$$h_0 = h_*, \quad h_* = (q^2/g)^{1/3}, \quad q = Q/B.$$

Здесь h_0 — глубина над уступом (рис. 1); Q — объемный расход жидкости; g — ускорение свободного падения. При этом критическая глубина связана с начальной глубиной над уступом H_1 формулой $h_* = 4H_1/9$. Метод расчета [6] применим лишь при $H_2 < H_2^*$ или

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 01-01-00846) и Федеральной целевой программы “Интеграция науки и высшего образования России” (грант № И0931).

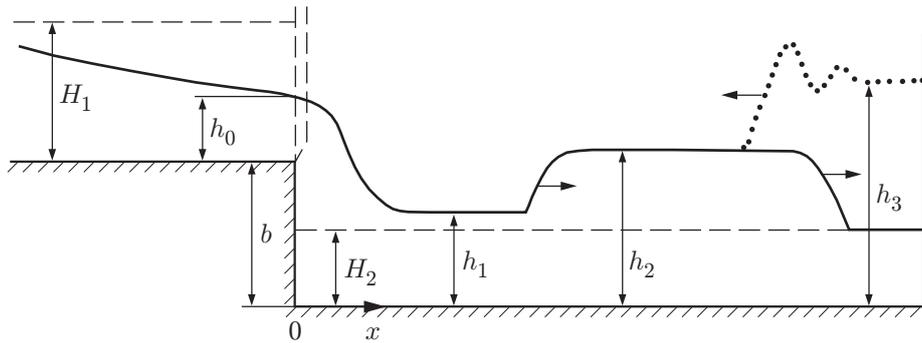


Рис. 1. Схема эксперимента

$h_2 < H_2^*$ ($H_2^* = b + h_*$; h_2 — высота прямой волны в нижнем бьефе после удаления щита; b — высота уступа (рис. 1)). В работе [6] обсуждается также способ учета потерь энергии на уступе путем введения эмпирического коэффициента ζ . В данной работе результаты расчетов по методу [6] приведены для случая $\zeta = 0$.

Теория [6] дает четыре автомодельных решения для профиля свободной поверхности: одно для волны понижения уровня в верхнем бьефе и три для волн в нижнем бьефе. Теория позволяет вычислить также глубину потока h_3 (рис. 1) и скорость распространения волн после отражения от закрытого конца канала.

Методика эксперимента. Схема эксперимента представлена на рис. 1, где приведены также основные обозначения. Опыты выполнялись в прямоугольном канале шириной $B = 20,2$ см. Уступ высотой $b = 7,2$ см располагался на расстоянии $l = 1,93$ м от правого закрытого конца канала. Левый открытый конец канала присоединялся к бассейну длиной $3,3$ м и шириной 1 м, расположенному на расстоянии $l_1 = 2,27$ м от уступа. Таким способом имитировались условия, типичные для судоходного шлюза, перед которым имеется аванпорт с большой площадью свободной поверхности. Начальная глубина покоящейся жидкости в верхнем бьефе H_1 задавалась с помощью плоского щита, расположенного над уступом (рис. 1). В зависимости от начальной глубины нижнего бьефа H_2 рассматривают случаи $H_2 \neq 0$ (“мокрое дно”) и $H_2 = 0$ (“сухое дно”) [3]. Далее анализируется распространение волн по “мокрому дну”. Параметры b, l, l_1 в опытах не менялись. Начальные уровни свободной поверхности определялись мерными иглами с абсолютной погрешностью не более $0,05$ см. В верхнем бьефе глубины измерялись от дна канала перед уступом, в нижнем бьефе — от дна за уступом.

В момент времени $t_0 = 0$ щит удалялся из канала вручную. Закон его движения регистрировался реохордным датчиком. Время удаления щита не превышало $0,05$ с при наименьшем времени распространения волны от уступа до закрытого конца канала, составлявшем $1,3$ с. Колебания уровня свободной поверхности как функции времени t в заданных точках по продольной координате x измерялись волномерами, принцип работы которых основан на различии электрической проводимости воды и воздуха. Разрешающая способность волномеров составляла $0,2$ мм. Верхняя граница частоты колебаний, отслеживаемой волномерами с погрешностью не более 10% , составляла 10 Гц. Использовалась также фото- и видеосъемка. Далее основное внимание уделяется интервалам времени, на которых волна, отраженная от свободного конца, не достигала рассматриваемого поперечного сечения канала на приводимых ниже графиках.

Результаты опытов и сравнение с теорией. На рис. 2 приведены экспериментальные и расчетные данные для волны понижения уровня в верхнем бьефе после удаления щита (здесь и далее среднеквадратичная погрешность измерения характерных глубин не превышала размера экспериментальных точек). Показано изменение во времени

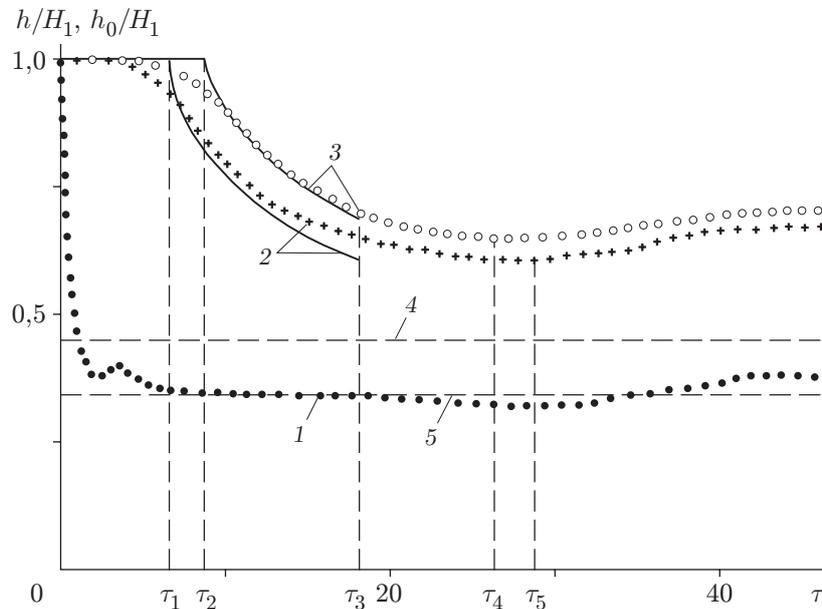


Рис. 2. Изменение во времени глубины потока над уступом при $H_1/b = 1,74$; $H_2/b = 0,78$:

сплошные линии — расчет, точки — эксперимент; 1 — h_0/H_1 ; 2, 3 — h/H_1 (2 — $x/H_1 = 6,4$; 3 — $x/H_1 = 8,8$); 4 — h_*/H_1 ; 5 — h_{**}/H_1

($\tau = t\sqrt{g/H_1}$) глубины потока h_0/H_1 непосредственно над уступом ($x = 0$) и глубины $h(x, t)/H_1$ в двух точках верхнего бьефа ($x < 0$). Время отсчитывается с момента удаления щита. Горизонтальными штриховыми линиями показаны две характерные глубины. Линия 4 соответствует глубине h_* . В ряде задач гидравлики оказывается полезным понятие второй критической глубины $h_{**} = 0,77h_*$ [11]. На рис. 2 этой глубине соответствует горизонтальная штриховая линия 5. Физический смысл второй критической глубины обсуждается в [11], где, в частности, экспериментально показано, что при установившемся течении в канале с ровным горизонтальным дном именно эта глубина имеет место на выходе из канала в атмосферу.

Согласно теории [6] над уступом мгновенно устанавливается постоянная глубина, равная h_* . В бесконечно длинном канале $h \rightarrow h_*$ при $t \rightarrow \infty$ для всех $x < 0$. В эксперименте постоянная глубина над уступом устанавливалась не мгновенно (экспериментальные точки 1 на рис. 2) и на некотором интервале времени совпадала не с h_* , а с h_{**} . Таким образом, и в нестационарной задаче о распаде разрыва над уступом существуют интервалы времени и диапазон параметров, в которых над уступом устанавливается вторая критическая глубина.

Вертикальные штриховые линии на рис. 2 соответствуют пяти характерным моментам времени. Согласно [6] волна понижения уровня распространяется со скоростью $c_0 = \sqrt{gH_1}$, и в моменты времени τ_1 и τ_2 она должна добежать до волномеров, расположенных на двух расстояниях вверх по потоку от уступа. В эксперименте время добегания возмущения до волномеров меньше, чем в расчетах. Дополнительный анализ показал, что для условий опыта, соответствующего рис. 2, передний фронт возмущений распространялся со второй критической скоростью $c_{**} = 1,3c_0$. Физический смысл второй критической скорости и ее проявление в других нелинейных нестационарных процессах обсуждается в [12].

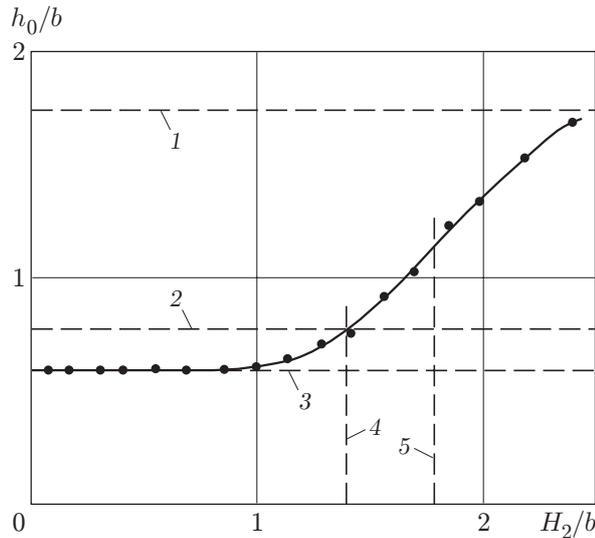


Рис. 3

Рис. 3. Глубина над уступом при $H_1/b = 1,74$:

1 — $h_0/b = H_1/b$; 2 — $h_0 = h_*$; 3 — $h_0 = h_{**}$; 4, 5 — верхняя граница неподтопленного режима (4 — эксперимент, 5 — расчет)

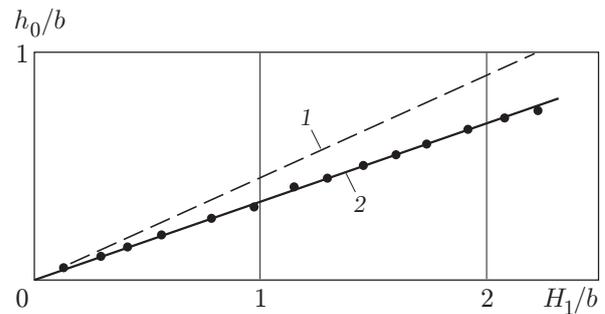


Рис. 4

Рис. 4. Глубина над уступом при $H_2/b = 0,69$:

1 — $h_0 = h_*$; 2 — $h_0 = h_{**}$

В момент времени τ_3 волна понижения уровня достигала открытого конца канала. Начиная с этого момента времени сравнение с теорией становится некорректным из-за различия граничных условий. В [6] рассматривается канал неограниченной длины. В эксперименте при $x = -l_1$ имело место резкое расширение канала, и при $\tau > \tau_3$ устанавливался постоянный уровень свободной поверхности. В моменты времени τ_4 и τ_5 волна, отразившаяся от свободного конца канала, добежала до волномеров, что сопровождалось медленным подъемом уровня свободной поверхности.

Из рис. 2 следует, что на сравнительно небольшом удалении вверх по потоку от уступа автомодельное решение [6] для волны понижения уровня хорошо согласуется с экспериментом. Однако на больших расстояниях имеет место различие, обусловленное тем, что экспериментальная скорость распространения возмущения больше, чем в расчетах (экспериментальные точки и кривая 2 на рис. 2).

Более полная информация о глубине h_0 непосредственно над уступом в интервалах времени, когда ее значение было постоянным, приведена на рис. 3, 4. На рис. 3 приведена зависимость h_0/b от H_2/b при постоянном значении H_1/b . Принято такое значение H_1/b , которое в масштабе 1 : 100 соответствует характерной глубине верхнего бьефа на шлюзе Новосибирской ГЭС. Глубины H_1/b и h_0/b измерялись от дна канала перед уступом, глубина H_2/b — от дна канала за уступом. Горизонтальная штриховая линия 1 соответствует предельному значению $h_0/b = H_1/b$, линия 2 — значению критической глубины h_*/b , линия 3 — значению второй критической глубины $h_{**}/b \approx 0,77h_*/b$, вертикальная штриховая линия 5 — значению $H_2/b = 1 + h_*/b$. В [6] предполагается, что это равенство соответствует переходу от неподтопленного режима сопряжения бьефов к подтопленному. По определению [13] режим сопряжения бьефов называется неподтопленным, если процессы в нижнем бьефе не влияют на течение в верхнем бьефе, и подтопленным в противном случае. Для подтопленного режима (справа от линии 5) теория [6] неприменима.

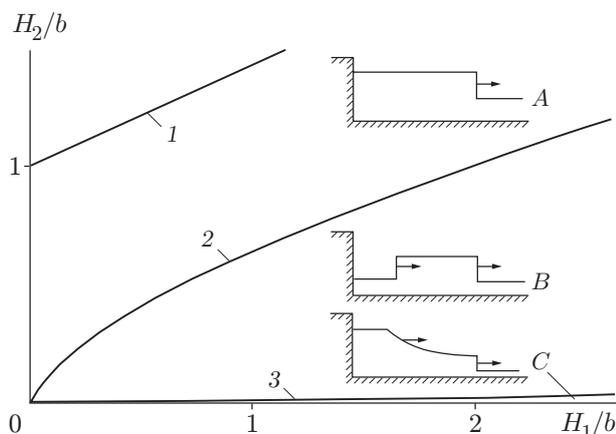


Рис. 5. Теоретические автомодельные профили волн в нижнем бьефе:

1 — $H_2 = H_2^*$; 2 — граница, разделяющая области существования профилей A и B; 3 — граница, разделяющая области существования профилей B и C

В эксперименте при глубине нижнего бьефа, меньшей высоты уступа, непосредственно над уступом устанавливалась вторая критическая глубина. Первая критическая глубина над уступом имела место лишь при одном значении $H_2/b = 1 + 0,51h_*/b$, которому соответствует вертикальная штриховая линия 4 на рис. 3. Таким образом, при распаде разрыва над уступом переход от неподтопленного режима сопряжения бьефов к подтопленному происходит при меньшей глубине нижнего бьефа, чем в стационарном течении за широким порогом.

На рис. 4 приведена зависимость h_0/b от H_1/b при постоянном значении $H_2/b < 1$. Принятое значение H_2/b соответствует характерной глубине нижнего бьефа на шлюзе Новосибирской ГЭС в масштабе 1 : 100. Штриховой линией 1 показана теоретическая зависимость $h_0 = h_* = 4H_1/9$. Сплошная линия 2 соответствует второй критической глубине. В этой серии опытов постоянная глубина над уступом также совпадала со второй критической глубиной.

Следует отметить, что в эксперименте также устанавливалась критическая глубина h_* , однако не непосредственно над уступом, а на сравнительно небольшом расстоянии вверх по потоку. Поэтому различие экспериментальных и расчетных значений глубины непосредственно над уступом не приводит к существенному различию форм и параметров рассматриваемых далее волн в нижнем бьефе.

Автомодельные профили свободной поверхности в нижнем бьефе приведены на рис. 5. Линия 1 ограничивает сверху область применимости теории по условию $H_2 < H_2^*$. Линии 2 и 3 соответствуют теоретическим границам области существования различных автомодельных профилей волн на “фазовой плоскости” параметров $(H_1/b, H_2/b)$ при $b = 7,2$ см.

На профиле A имеется одна прерывная волна, распространяющаяся вниз по потоку со скоростью D . В реальных условиях прерывной волне соответствует гидравлический прыжок. Существует несколько форм гидравлического прыжка, среди которых основными являются прыжок с вальцом в головной части и гладкий ондулярный прыжок [13]. Для движущегося гидравлического прыжка используется термин “бор”. В теории [6] все формы бора описываются скачком уровня свободной поверхности. Для профиля B на рис. 5 характерно наличие двух прерывных волн, распространяющихся вниз по потоку (задняя волна движется медленнее передней). На профиле C задняя прерывная волна трансформировалась в гладкую волну понижения уровня, распространяющуюся вниз по потоку.

Экспериментальное определение границ, разделяющих автомодельные профили, — самостоятельная трудоемкая задача, выходящая за рамки данной работы. Она осложняется тем, что в эксперименте трудно сформулировать признаки, по которым можно определить эти границы, поскольку в их окрестности существует несколько переходных форм волн.

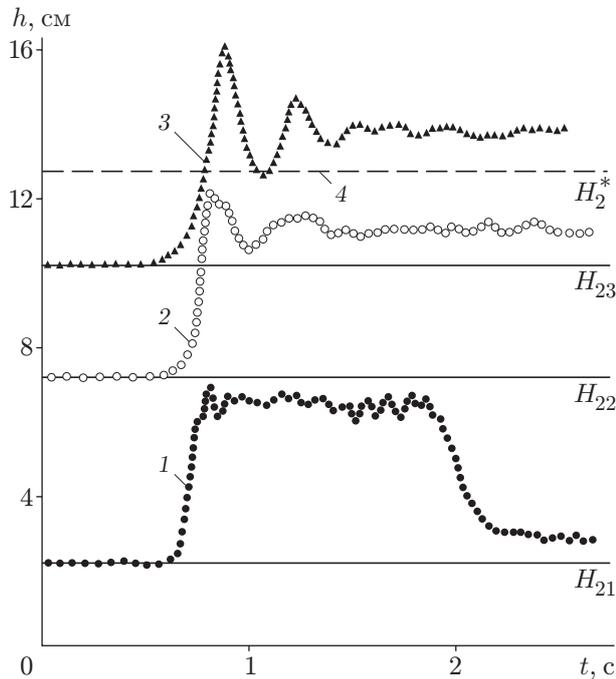


Рис. 6. Изменение уровня свободной поверхности во времени при $H_1/b = 1,74$, $x/b = 15,3$:

1 — $H_2/b = H_{21}/b = 0,31$; 2 — $H_2/b = H_{22}/b = 1,0$; 3 — $H_2/b = H_{23}/b = 1,42$; 4 — теоретическая верхняя граница неподтопленного режима

Опыты показали только то, что выше теоретической границы 2 формируется один бор (профиль *A*), а между границами 2 и 3 — два бора (профиль *B*). Что касается волны типа *C*, то реализовать ее практически невозможно. Даже для условий Новосибирского шлюза теоретическая область ее существования соответствует глубине нижнего бьефа менее 12 см [6]. В лабораторном опыте эта глубина должна быть менее 1,2 мм. В этом случае существенно влияние малых вариаций геометрических параметров, в частности шероховатости дна и стенок канала.

На рис. 6 приведены типичные примеры экспериментальных волн в нижнем бьефе, регистрируемых неподвижными волномерами. Волномер дает информацию о колебании уровня свободной поверхности во времени и не различает направление движения волн. В его сигнале передний фронт волны расположен слева. В нижнем бьефе волны распространялись вправо (см. рис. 1). В этой серии опытов менялась только глубина нижнего бьефа.

Глубина H_{21} соответствует области существования двух прыжков (кривая 1 на рис. 6), что подтвердилось экспериментальными данными. Глубина H_{22} соответствует области существования одного прыжка. Качественно это также подтвердилось в опытах, однако экспериментальный бор (кривая 2) наряду с вальцом в головной части имеет ондуляции. Для начальной глубины H_{23} теория неприменима по условию $h_2 < H_2^*$. В опытах при этой глубине также существовала одна волна (кривая 3), но не в виде классического бора с вальцом в головной части, а в виде гладкого ондулярного бора.

Наиболее интересным является автомодельное решение для волны типа *B* с двумя скачками (см. рис. 5). На рис. 7 приведен один из кадров видеосъемки волны, соответствующей этому решению. Вертикальный масштаб в 1,43 раза больше горизонтального. Гидравлические прыжки движутся вправо. Непосредственно за уступом видна воздушная каверна, существовавшая при значениях параметров $H_2 < 0,9b$, $H_1 > 4\sqrt{\sigma/(\rho g)}$ (σ — коэффициент поверхностного натяжения; ρ — плотность воды) на всем интервале времени с момента удаления щита до момента прихода волны, отраженной от закрытого конца канала. Более полная информация о кавернах в стационарном потоке за порогом содержится в [14].

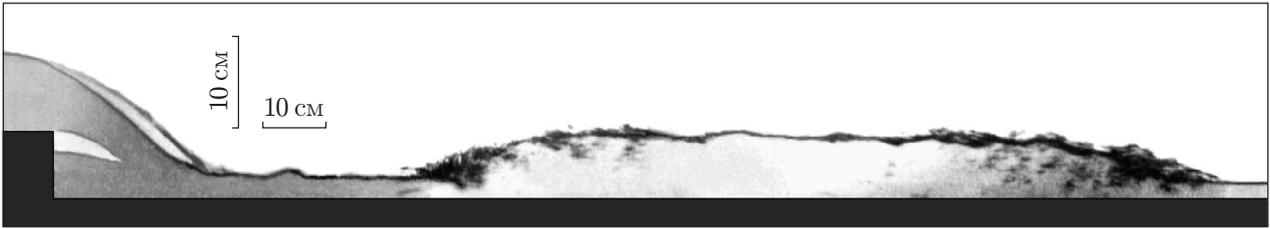


Рис. 7. Экспериментальная волна типа *B* при $H_1 = 12,5$ см, $H_2 = 2,2$ см, $t \approx 1,03$ с

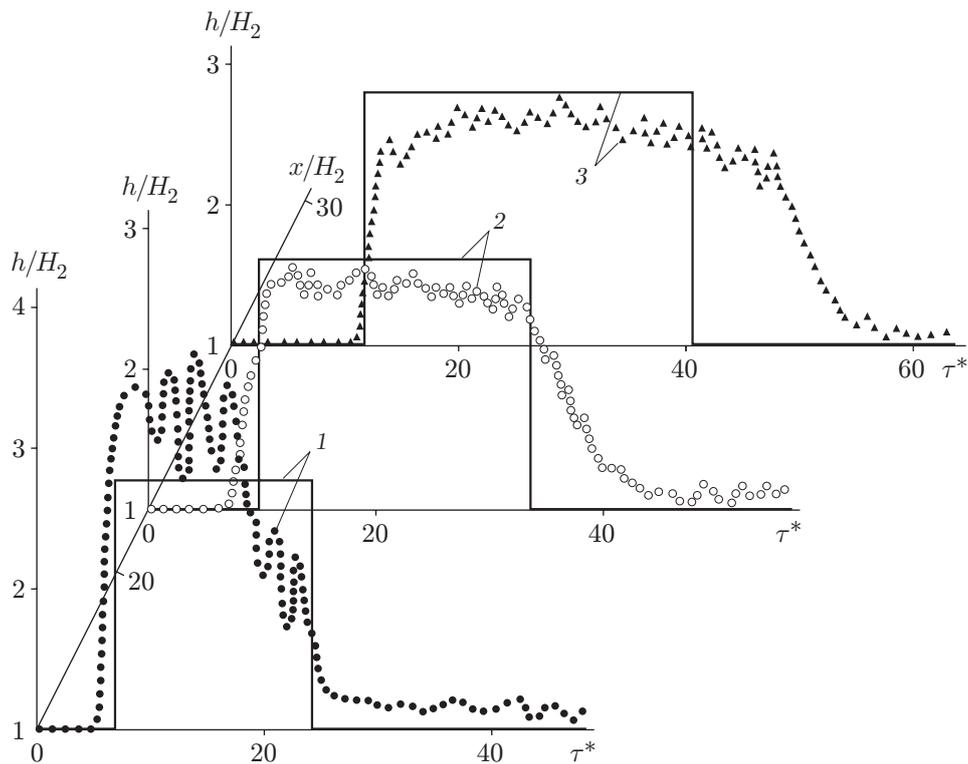


Рис. 8. Сравнение расчетных (сплошные линии) и экспериментальных (точки) данных для волны типа *B* при $H_1/b = 2,08$, $H_2/b = 0,44$:
 1 — $x/H_2 = 15,6$; 2 — $x/H_2 = 21,9$; 3 — $x/H_2 = 26,7$

Результаты экспериментальной проверки автомодельного решения для волны типа *B* приведены на рис. 8. Результаты расчетов представлены сплошными линиями в виде зависимости h/H_2 от времени $\tau^* = t\sqrt{g/H_2}$. Точками показаны соответствующие экспериментальные данные. Время отсчитывается с момента удаления щита. Глубины измерялись от дна канала за уступом. Видно, что при $x/H_2 = 21,9$ расчетные и экспериментальные данные удовлетворительно согласуются. При $x/H_2 = 15,6$ течение еще не вышло на автомодельный режим. При $x/H_2 = 26,7$ имеет место отклонение экспериментальной волны от автомодельного решения, проявляющееся прежде всего в уменьшении скорости распространения заднего фронта.

На рис. 9 представлена зависимость глубины за передним фронтом волны h_2 от начальной глубины нижнего бьефа H_2 при постоянном значении глубины в верхнем бьефе $H_1 = 12,5$ см. Сплошная линия 1 — расчет по теории [6]. Эта теория применима лишь слева от вертикальной штриховой линии 5 [6]. Вертикальная штриховая линия 4 разграничивает области существования волн типа *A* с одним гидравлическим прыжком (справа

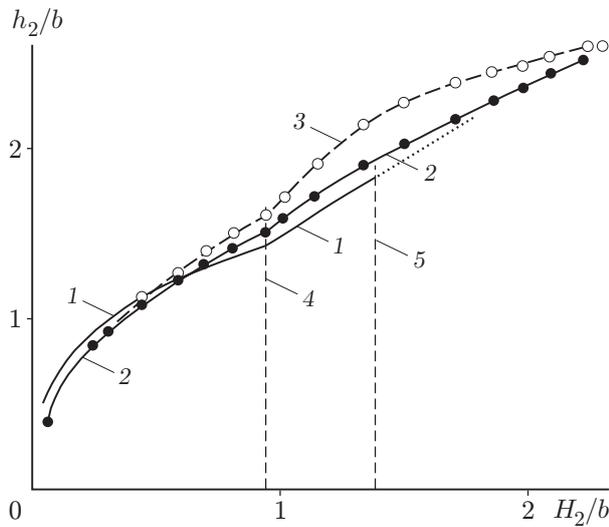


Рис. 9

Рис. 9. Глубина за передним фронтом волны в нижнем бьефе при $H_1/b = 1,74$:
 1 — расчет; 2 — экспериментальные значения h_2^{as} ; 3 — экспериментальные значения h_2^{\max} ; 4 — граница, разделяющая автомодельные решения для волн типа A и B; 5 — экспериментальная верхняя граница неподтопленного режима

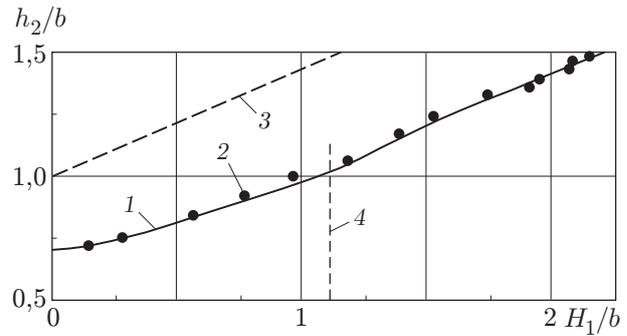


Рис. 10

Рис. 10. Глубина за передним фронтом волны при $H_2/b = 0,69$:
 1 — расчет; 2 — эксперимент; 3 — верхняя граница области применимости теории по условию $H_2 < b + 4H_1/9$; 4 — граница областей существования волн типа A (слева от линии) и волн типа B

от линии 4) и волн типа B с двумя гидравлическими прыжками. Линии 2, 3 на рис. 9 аппроксимируют экспериментальные данные. В эксперименте при достаточно больших значениях H_2 за передним фронтом волн имелись ондуляции (см. рис. 6). На некотором расстоянии за передним фронтом ондуляции затухали и устанавливалось постоянное значение $h_2 = h_2^{as}$ (кривая 2). Для кривой 3 $h_2 = h_2^{\max}$ (h_2^{\max} — максимальная глубина, соответствующая первому гребню ондулярного гидравлического прыжка). При указанном значении H_1 глубина h_2^{\min} , соответствующая первой впадине ондулярного прыжка, практически совпадала с h_2 .

На рис. 10 приведена зависимость h_2 от H_1 при $H_2 = 5$ см. Расчетным значениям h_2 соответствует кривая 1. Экспериментальные точки 2 соответствуют значениям h_2^{as} . При указанном значении H_2 ондуляции были незначительными, и значения h_2^{\max} и h_2^{\min} практически совпадали с h_2^{as} . Штриховая линия 3 на рис. 10 ограничивает сверху область применимости теории [6]. Данные на рис. 9, 10 показывают, что экспериментальные значения h_2^{as} хорошо согласуются с расчетными значениями h_2 .

Для анализа аварийных ситуаций на судоходных шлюзах большое значение имеет информация о высоте подъема уровня на вертикальной торцевой стенке h_3 при отражении от нее рассматриваемых в данной работе волн. В [6] значение h_3 постоянно на интервале времени с момента начала отражения до момента прихода волн, вторично отразившихся от уступа. В эксперименте на стенке сначала может образоваться вертикальная струя, поднимающаяся на большую высоту. При достаточно большой энергии набегающей волны струя распадается на капли. Экспериментальные данные для этой стадии отражения рассматриваемых волн приведены в [10]. На следующей стадии от стенки отходит ондулярный бор (гладкий или с обрушивающимся передним фронтом). При этом на стенке

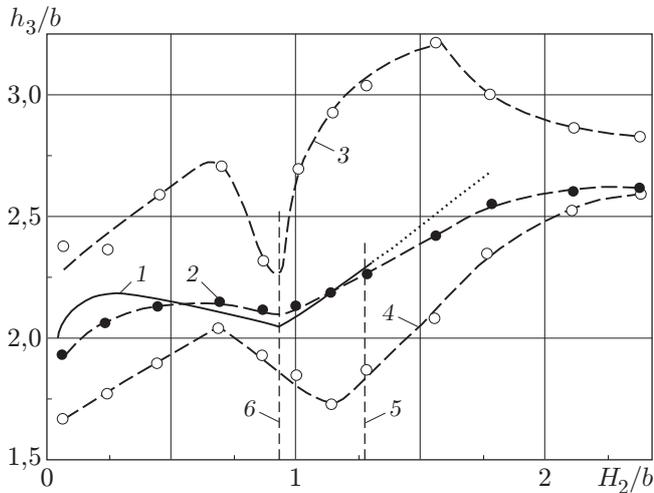


Рис. 11. Глубина вблизи закрытого конца канала при $H_1/b = 1,74$:

1 — расчет; 2 — экспериментальные значения h_3^{as} ; 3 — экспериментальные значения h_3^{\max} ; 4 — экспериментальные значения h_3^{\min} ; 5 — экспериментальная верхняя граница неподтопленного режима; 6 — граница, разделяющая автомодельные решения для волн типа A и B

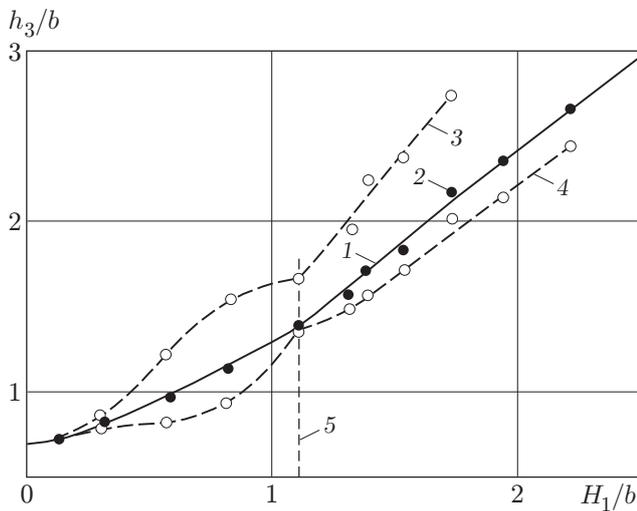


Рис. 12. Глубина вблизи закрытого конца канала при $H_2/b = 0,69$:

1 — расчет; 2 — экспериментальные значения h_3^{as} ; 3 — экспериментальные значения h_3^{\max} ; 4 — экспериментальные значения h_3^{\min} ; 5 — граница, разделяющая автомодельные решения для волн типа A и B

наблюдаются затухающие колебания глубины с максимальным значением h_3^{\max} (для первого гребня ондулярного бора) и минимальным h_3^{\min} (для первой впадины ондулярного бора). Эти колебания со временем уменьшаются, и затем устанавливается постоянная глубина h_3^{as} .

Расчетные значения глубины h_3 и экспериментальные данные о глубинах h_3^{\max} , h_3^{\min} , h_3^{as} приведены на рис. 11, 12. Данные на рис. 11 получены при постоянном значении $H_1 = 12,5$ см, на рис. 12 — при постоянном значении $H_2 = 5$ см. Волномер располагался перед правой торцевой стенкой канала на расстоянии 2 см. На рис. 13 показана корреляция расчетных h_3 и экспериментальных h_3^{as} значений глубины вблизи торцевой стенки канала при различных сочетаниях параметров в диапазонах $0,14 \leq H_1/b \leq 2,22$, $0,4 \leq H_2/b \leq 1,5$. При идеальной корреляции точки на рис. 13 должны располагаться на биссектрисе координатного угла, показанной сплошной линией.

Из данных, приведенных на рис. 11–13, следует, что теоретические значения h_3 хорошо согласуются с полученными экспериментальными данными для величины h_3^{as} . Вместе с тем из-за ондуляций в эксперименте в отдельные моменты времени имел место существенно больший подъем уровня свободной поверхности как на самой стенке, так и в других точках по продольной координате. Следует отметить, что теория [6] справедлива только для неподтопленного режима сопряжения бьефов за уступом, поэтому расхождение расчетных и экспериментальных данных справа от линии 5 на рис. 11 вполне закономерно.

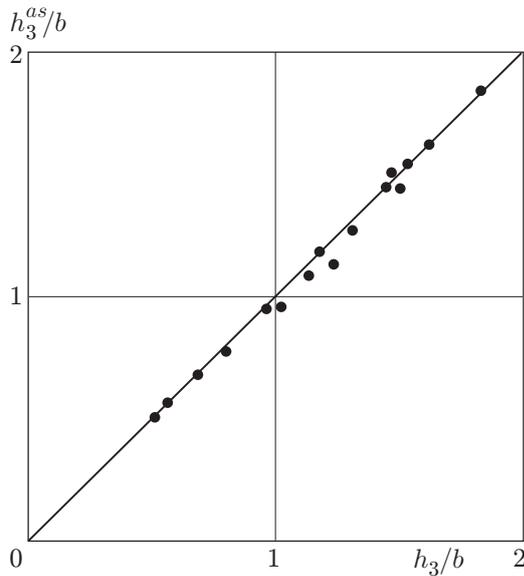


Рис. 13

Рис. 13. Корреляция теоретических и экспериментальных значений глубины вблизи закрытого конца канала

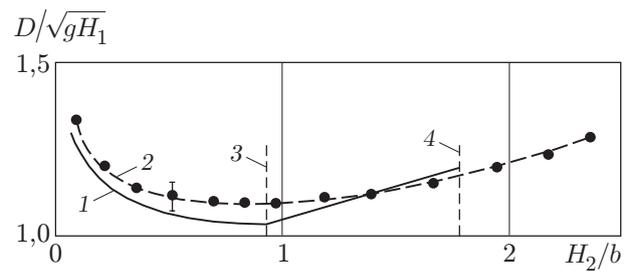


Рис. 14

Рис. 14. Скорость распространения переднего фронта бора при $H_1/b = 1,74$:
 1 — расчет; 2 — эксперимент; 3 — граница, разделяющая автомодельные решения для волн типа A и B; 4 — верхняя граница области применимости теории по условию $H_2 < b + 4H_1/9$

Расчетные и экспериментальные данные о скорости распространения D переднего фронта волны (в неподвижной системе координат) до ее отражения от вертикальной стенки при $H_1 = 12,5$ см перед уступом приведены на рис. 14, при $H_2 = 5$ см за уступом — на рис. 15 (погрешность измерения D показана отрезками вертикальных прямых). Следует отметить, что в эксперименте возникают трудности при измерении скорости распространения рассматриваемых здесь волн. Прежде всего, строгое определение скорости распространения можно дать лишь для стационарных волн, когда их форма неизменна в системе координат, движущейся с волной, или для автомодельных решений, полученных в [6]. В эксперименте условия стационарности или автомодельности, строго говоря, не выполняются из-за диссипации энергии. Другим осложняющим фактором является наличие нестабильного вальца на переднем фронте классического гидравлического прыжка.

В эксперименте в качестве эквивалента теоретической скорости распространения принимается скорость перемещения выделенной точки на профиле волны. Экспериментальные данные на рис. 14, 15 получены для средней по высоте точки переднего фронта волны по результатам измерений времени перемещения Δt этой точки на заданном интервале продольной координаты Δx между двумя неподвижными волномерами. Существенное значение имеет координата x середины интервала Δx , к которой отнесены измеренные значения $D = \Delta x / \Delta t$. В опытах выбирались такие значения x (вниз по потоку от уступа), при которых глубина h_2^{as} была постоянной. Значения Δx варьировались от 20 до 100 см при прочих равных условиях. При этом различие результатов измерений находилось в пределах случайной погрешности, обусловленной нестабильностью вальца гидравлического прыжка. Для уменьшения случайной погрешности при некоторых сочетаниях параметров

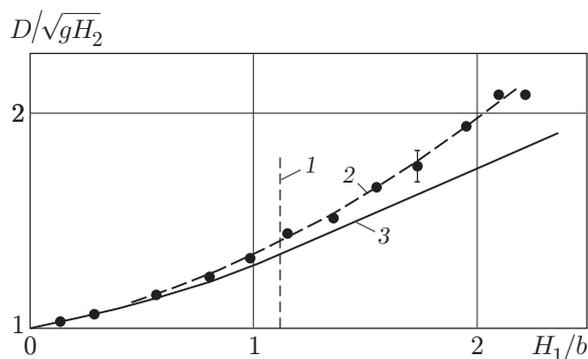


Рис. 15. Скорость распространения переднего фронта бора при $H_2/b = 0,69$: 1 — граница, разделяющая автомодельные решения для волн типа A и B ; 2 — эксперимент; 3 — расчет

опыты повторялись 3–4 раза и их результаты осреднялись. Тем не менее погрешность экспериментального определения D была больше погрешности определения характерных глубин.

С учетом сказанного выше соответствие расчетных и экспериментальных данных на рис. 14, 15 можно считать удовлетворительным. Наибольшее различие (14 %) имело место в серии опытов с $H_2/b = 0,69$ при $H_1/b = 2,1$ (см. рис. 15). Наблюдения показали, что при таком сочетании параметров головная часть волны имеет форму, переходную от классического гидравлического прыжка (при меньших значениях H_2) к гладкому ондулярному прыжку (при больших значениях H_2).

Заключение. Теоретические автомодельные формы волн при распаде разрыва над уступом [6] реализуются в опытах в неподтопленном режиме сопряжения бьефов. Теоретические значения скорости распространения и средних высот волн в условиях, имеющих место при аварийном разрушении ворот судоходного шлюза, также удовлетворительно согласуются с экспериментом. Вместе с тем автомодельные решения имеют ограниченную область применимости по продольной координате, во времени и в пространстве параметров. Вырождение автомодельных форм волн в основном связано с потерями энергии. В модели [6] предложен способ учета только части потерь энергии непосредственно за порогом введением коэффициента ζ , зависящего от параметров задачи. Однако значение этого коэффициента неизвестно, и в расчетах принималось $\zeta = 0$. Если положить $\zeta \neq 0$, то изменятся границы между различными автомодельными решениями, высоты и скорости распространения волн, а форма волн не изменится.

В реальных условиях потери энергии происходят также в процессе распространения волн. В частности, в случае волны типа B жидкость за ее задним фронтом движется в сверхкритическом режиме с большой скоростью, что сопровождается значительными потерями энергии на трение. В результате в канале с нулевым уклоном дна глубина за волной h_1 непрерывно возрастает по координате x , а сопряженная с ней глубина h_2 уменьшается. С течением времени сначала на заднем, затем на переднем фронте волны типа B классический бор превращается в ондулярный. Ондулярный бор распадается на уединенные волны. В дальнейшем из-за диссипации энергии волны становятся линейными. Для описания вырождения классического гидравлического прыжка перспективной является математическая модель [15], в которой учитываются дисперсия волн, процесс перемешивания при их обрушении и потери энергии.

Авторы выражают благодарность А. А. Атавину за полезные консультации и Е. М. Романову за помощь при проведении опытов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Атавин А. А., Гладышев М. Т., Шугрин С. М.** О разрывных течениях в открытых руслах // Динамика сплошной среды / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1975. Вып. 22. С. 37–64.
2. **Dressler R. F.** Comparison of theories and experiments for the hydraulic dam-break wave // Intern. Assoc. Sci. Hydrology. 1954. V. 3, N 38. P. 319–328.
3. **Стокер Дж. Дж.** Волны на воде. Математическая теория и приложения. М.: Изд-во иностр. лит., 1969.
4. **Alcrudo F., Benkhaldon F.** Exact solutions to the Riemann problem of shallow water equations with bottom step // Comput. Fluids. 2001. V. 30. P. 643–671.
5. **Остапенко В. В.** О разрывных решениях уравнений “мелкой воды” над уступом дна // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 6. С. 62–74.
6. **Атавин А. А., Васильев О. Ф.** Оценка возможных последствий аварий на судоходном шлюзе, связанных с разрушением затворов его камер // Тез. докл. Междунар. симп. “Гидравлические и гидрологические аспекты надежности и безопасности гидротехнических сооружений”, Санкт-Петербург, 28 мая — 1 июня 2002 г. СПб.: Всерос. науч.-исслед. ин-т гидротехники, 2002. С. 121.
7. **Прокофьев В. А.** Современные численные схемы на базе метода контрольного объема для моделирования бурных потоков и волн прорыва // Гидротех. стр-во. 2002. № 7. С. 22–29.
8. **Букреев В. И., Гусев А. В.** Отражение волны прорыва от вертикальной стенки // Тр. Новосиб. гос. архит.-строит. ун-та. 2000. Т. 3, № 2. С. 47–59.
9. **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.
10. **Букреев В. И.** Заплеск воды на вертикальную стенку при распаде разрыва над уступом // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 1. С. 71–76.
11. **Букреев В. И., Гусев А. В.** Волны за ступенькой в открытом канале // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 1. С. 62–70.
12. **Букреев В. И., Гусев А. В.** Волны в канале впереди вертикальной пластины // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1999. № 1. С. 82–90.
13. **Киселев П. Г.** Справочник по гидравлическим расчетам. М.: Госэнергоиздат, 1957.
14. **Букреев В. И., Гусев А. В.** Каверны за водосливом с широким порогом // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 2. С. 129–135.
15. **Ляпидевский В. Ю., Тешуков В. М.** Математические модели распространения длинных волн в неоднородной жидкости. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.

Поступила в редакцию 10/XII 2002 г.
