

УДК 532.59

ВНЕЗАПНОЕ ПЕРЕКРЫТИЕ СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ПОТОКА В ОТКРЫТОМ КАНАЛЕ

В. И. Букреев, А. В. Гусев

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

Приведены результаты опытов, в которых неравномерное стационарное сверхкритическое течение в открытом канале внезапно останавливалось быстро падающим затвором на расстоянии вниз по потоку порядка ста критических глубин. При этом вверх по потоку распространялся гидравлический прыжок. Приведены экспериментальные данные о форме, высоте и скорости распространения его переднего фронта. Показано, что параметры прыжка существенно отличаются от значений, найденных на основе квази-стационарного подхода.

Ключевые слова: эксперимент, неравномерное сверхкритическое течение, нестационарный гидравлический прыжок, высота и скорость распространения переднего фронта.

При распространении высокой приливной волны или цунами по реке или фиорду, падении обломка скалы или метеорита в водоем, разрушении плотины или ворот судоходного шлюза, оползне берега водоема, внезапной остановке контейнера, частично заполненного жидкостью, и во многих других случаях образуются гравитационные волны типа бора (движущегося гидравлического прыжка). Для расчета таких катастрофических волн разработаны математические модели разной сложности. Наиболее широкое практическое применение нашли методы расчета на основе уравнений Сен-Венана [1–4], в которых, как и в первом приближении теории мелкой воды [5], используется предположение о гидростатическом законе распределения давления по глубине. Это же допущение используется в методе контрольного объема [6].

В первом приближении теории мелкой воды не существуют кноидальные и уединенные волны, а все пять разновидностей гидравлического прыжка (см. [7]) моделируются скачком уровня свободной поверхности. Кноидальные и уединенные волны описываются во втором приближении теории мелкой воды [5], учитывающем отклонения от гидростатического закона. Наиболее совершенные математические модели учитывают не только отклонения от гидростатического закона, но и завихренность течения, а также турбулентное перемешивание, обусловленное волнами. Две такие модели приведены в [8].

Результаты экспериментальной проверки первого приближения теории мелкой воды на примере задачи о распаде начального разрыва уровня свободной поверхности над уступом дна прямоугольного канала содержатся в [9]. Экспериментальная проверка математической модели, учитывающей процесс турбулентного перемешивания, выполнена в [10]. Целью данной работы являлось получение экспериментальной информации для тестирования различных методов расчета на примере задачи о внезапной остановке сверхкритическо-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 04-01-00040), фонда “Ведущие научные школы России” (грант НШ-22-2003.5) и Интеграционного проекта № 3.13.1 СО РАН.

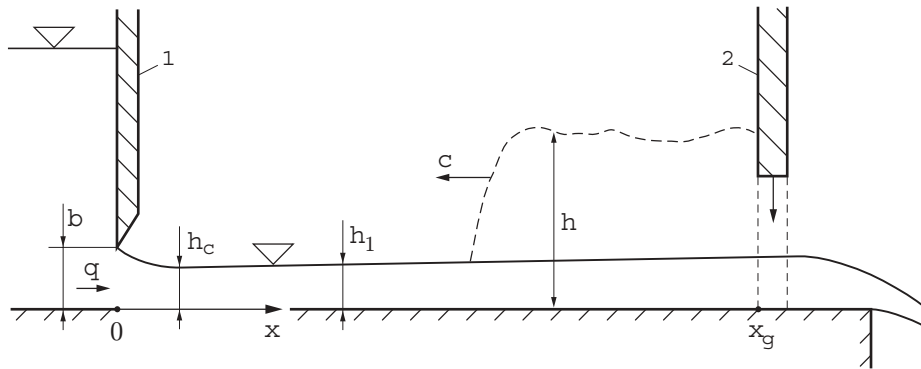


Рис. 1. Схема эксперимента:
1 — щит; 2 — затвор

го потока. Ближайшим аналогом является работа [11], где экспериментально исследован случай внезапной остановки докритического потока.

На практике рассматриваемые гидродинамические процессы имеют место, например, при отражении от вертикальной стенки нелинейных волн в судоходных шлюзах, судоподъемниках, танкерах, балластных цистернах и на погруженной палубе судна. В условиях применимости газогидравлической аналогии результаты выполненных исследований полезны также для ряда прикладных задач газовой динамики.

Схема эксперимента и основные обозначения приведены на рис. 1. В прямоугольном канале шириной $B = 6$ см с ровным горизонтальным дном создавалось стационарное сверхкритическое (бурное по гидравлической терминологии [12]) течение путем поджатия потока сверху щитом с острой кромкой. На расстоянии x_g вниз по потоку от щита располагался быстро падающий затвор, который мог перекрывать поток либо полностью, либо частично за время порядка 0,01 с. Момент перекрытия (с указанной неопределенностью) принимался за начало отсчета времени t . До перекрытия из-за трения о стенки и дно канала из оргстекла формировалась так называемая кривая подпора [12], т. е. уровень свободной поверхности постепенно повышался вниз по потоку. В гидравлике влияние потерь напора из-за трения учитывается коэффициентом Шези C [12], имеющим такую же размерность, как \sqrt{g} , т. е. $m^{0,5}/c$ (g — ускорение свободного падения).

Стандартным расходомером Вентури измерялся объемный расход Q , мерной иглой — кривая подпора $h_1(x)$ до перекрытия, волномерами — изменение глубины жидкости после перекрытия $h(t)$ в ряде фиксированных точек по продольной координате x . По времени Δt продольного перемещения выделенной точки на профиле волны на расстояние Δx между двумя неподвижными волномерами вычислялась величина $c = \Delta x / \Delta t$, которая зависит от выбора точки на профиле, а также от x , t и множества параметров задачи Π_i , $i = 1, \dots, n$. Далее приводится информация о скорости перемещения средней по высоте точки переднего фронта волны. Она названа скоростью распространения волны. При сравнении расчетных и экспериментальных данных следует иметь в виду, что в теории понятия “скорость перемещения выделенной точки на профиле волны” и (фазовая) “скорость распространения” совпадают лишь в случае стационарных решений соответствующих уравнений.

Полученное значение c относилось к координате середины интервала Δx . По результатам измерений волномерами определялись высота переднего фронта волны $a(x, t, \Pi_i)$ и время распространения переднего фронта от быстро падающего затвора до волномера $t_p(x, \Pi_i)$. Среднеквадратичное значение суммарной погрешности не превышало 2 % для c , 3 % для a и 1 % для t_p .

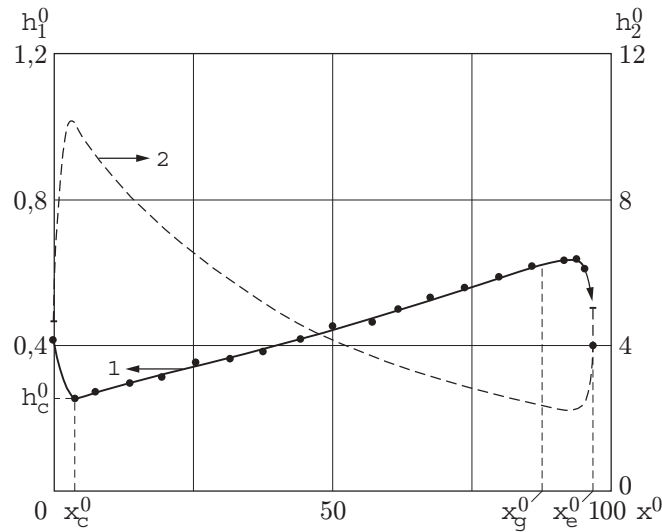


Рис. 2. Взаимно сопряженные глубины при $h_* = 2,5$ см, $b = 1,66$ см (значения C приведены на рис. 3)

Множество основных размерных параметров рассматриваемой задачи Π_i включает ширину канала B , удельный расход $q = Q/B$, коэффициент Шези C , ускорение свободного падения g , открытие щита b (гидравлический термин [12]) и расстояние от щита до быстро падающего затвора x_g . На изученных интервалах времени параметры, характеризующие реальный закон движения затвора, вязкость жидкости и вовлечение воздуха при обрушении волн, играли второстепенную роль. Далее в качестве характерного линейного масштаба используется критическая глубина $h_* = (q^2/g)^{1/3}$ [12], а в качестве характерных масштабов скорости и времени — величины $V_* = (gh_*)^{1/2}$ и $T = (h_*/g)^{1/2}$. Соответствующие безразмерные величины обозначены верхним индексом 0.

Влияние ширины канала проявлялось главным образом в том, что глубина в сжатом сечении h_c (гидравлический термин [12]) и коэффициент Шези отличались от соответствующих значений для бесконечно широкого канала. Если представить h_c в виде $h_c = \varepsilon b$, то для бесконечно широкого канала $\varepsilon = 0,65 - 0,67$ [12]. В опытах значение $\varepsilon \approx 0,62$. Информация о коэффициенте Шези приведена ниже. В обсуждаемых опытах параметры B , C , x_g не изменялись. До перекрытия потока на выходе из канала (при $x = x_e$) вода свободно истекала в атмосферу и устанавливалась так называемая вторая критическая глубина $h_{**} \approx 0,77h_*$ [13]. Быстро падающий затвор располагался при таком значении $x_g < x_e$, где влиянием условий на выходе из канала можно пренебречь.

На рис. 2 приведен пример кривой подпора $h_1^0(x^0)$ и кривой сопряженных глубин $h_2^0(x^0)$. По определению [12]

$$h_2^0 = h_1^0 \left[\sqrt{1 + 8/(h_1^0)^3} - 1 \right].$$

На рис. 2 отмечены значения сжатой глубины h_c^0 , а также координат трех характерных поперечных сечений канала: со сжатой глубиной x_c^0 , в месте расположения быстро падающего затвора x_g^0 и на выходе из канала x_e^0 . На границе, разделяющей докритическое и сверхкритическое состояния потока, $h_1^0 = h_2^0 = 1$. Данные рис. 2 показывают, что до перекрытия поток находился в сверхкритическом состоянии ($h_1^0 < 1$) на всей длине канала вниз по потоку от щита. После перекрытия имел место переход в докритическое состояние с глубины h_1^0 на глубину $h_{2e}^0 > 1$ гидравлическим прыжком, движущимся вверх по потоку.

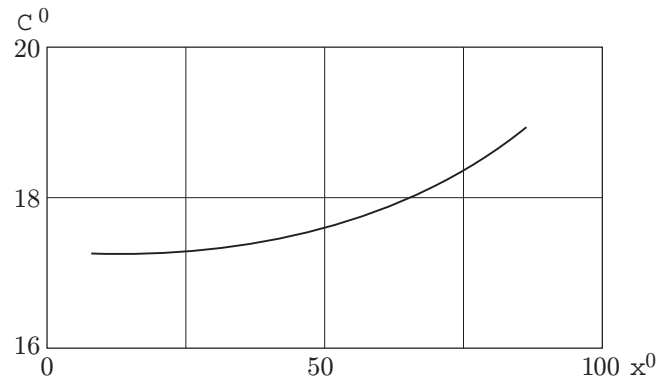


Рис. 3. Коэффициент Шези $C^0 = C/\sqrt{g}$ при $h_* = 2,5$ см, $b = 1,66$ см

Коэффициент Шези определялся решением обратной задачи на основе дифференциального уравнения для кривой подпора, приведенного, например, в [12]. В случае канала с нулевым уклоном дна из этого уравнения получается формула

$$C(x) = \sqrt{\frac{q^2 g (B + 2h_1)}{-(dh_1/dx) B (gh_1^3 - \alpha q^2)}},$$

где коэффициент α учитывает неравномерность распределения скорости по глубине. Если в этой формуле использовать непосредственно измеренные значения $h_1(x)$ и вычисленную по ним производную dh_1/dx , то значения C получаются с большим разбросом, что типично при решении обратных задач. Поэтому экспериментальные данные для $h_1(x)$ предварительно сглаживались методом наименьших квадратов. В этом методе существенное значение имеет выбор сглаживающей функции. Для экспериментальных данных на рис. 2 оптимальной является аппроксимация (по крайней мере в интервале $5 < x^0 < 85$)

$$h_1^0(x^0) = 0,247 + 0,0037x^0 + 0,000007(x^0)^2.$$

Результаты расчета безразмерного коэффициента $C^0 = C/\sqrt{g}$ с использованием этой аппроксимирующей функции приведены на рис. 3. Поскольку стенки и дно канала были гладкими, значения C^0 меньше, чем для природных русел [12]. Кроме того, в данных опытах коэффициент C^0 возрастал с ростом x^0 . Это обусловлено относительно малыми значениями x^0 и B .

На рис. 4 приведены графики функций $a^0(\xi)$, $t_p^0(\xi)$ и $c^0(\xi)$, где $\xi = x_g^0 - x^0$. Высота прыжка и время добегания непрерывно уменьшаются, а скорость распространения переднего фронта непрерывно увеличивается (по модулю) с ростом ξ . Это обусловлено тем, что после перекрытия потока гидродинамические процессы существенно нестационарны.

При анализе процессов после перекрытия сверхкритического потока квазистационарный подход неприменим. На рис. 5 показано изменение глубины потока за прыжком $h_2^0(\xi)$, соответствующее квазистационарному подходу (см. также кривую 2 на рис. 2), и реальной глубины за прыжком $h_{2e}^0(\xi) = h_1^0 + a^0$ после перекрытия потока. Видно, что значения h_2^0 и h_{2e}^0 сильно различаются, особенно при малых ξ .

Для апробации методов расчета на рис. 6 в качестве примера показано изменение глубины во времени в фиксированном сечении канала. В этом примере головная часть волны имеет вид классического гидравлического прыжка. В отличие от случая отражения от вертикальной стенки волны прорыва при разрушении плотины [1, 2] глубина за этим прыжком непрерывно растет за счет поступления расхода от встречного течения.

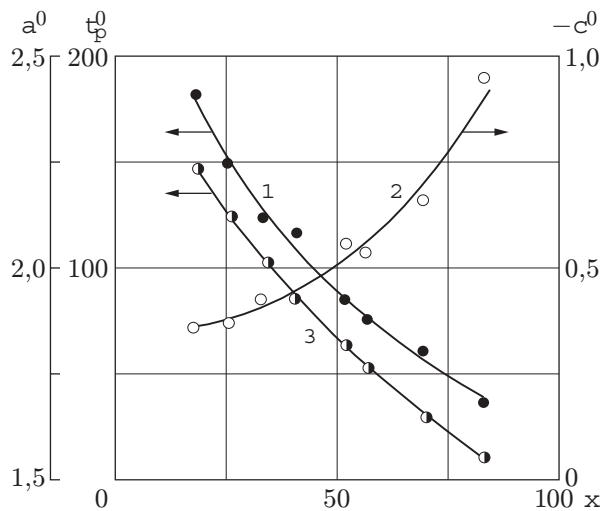


Рис. 4

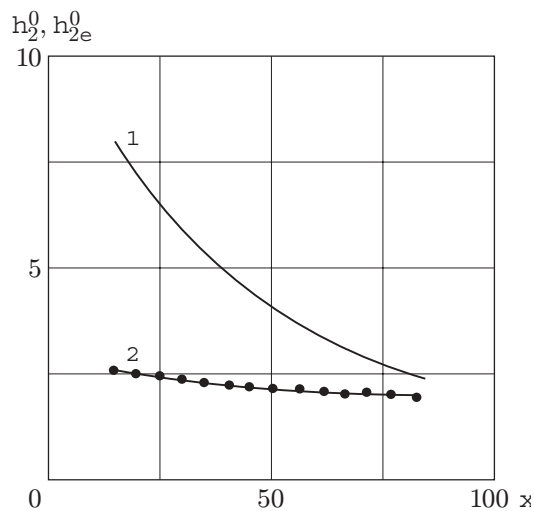


Рис. 5

Рис. 4. Высота (1), время добегания (2) и скорость распространения переднего фронта волны (3) после перекрытия потока при $h_* = 2,5$ см, $b = 1,66$ см

Рис. 5. Вторая сопряженная глубина в стационарных h_2^0 и нестационарных h_{2e}^0 условиях:

1 — h_2^0 ; 2 — h_{2e}^0 ; $h_* = 2,5$ см; $b = 1,66$ см

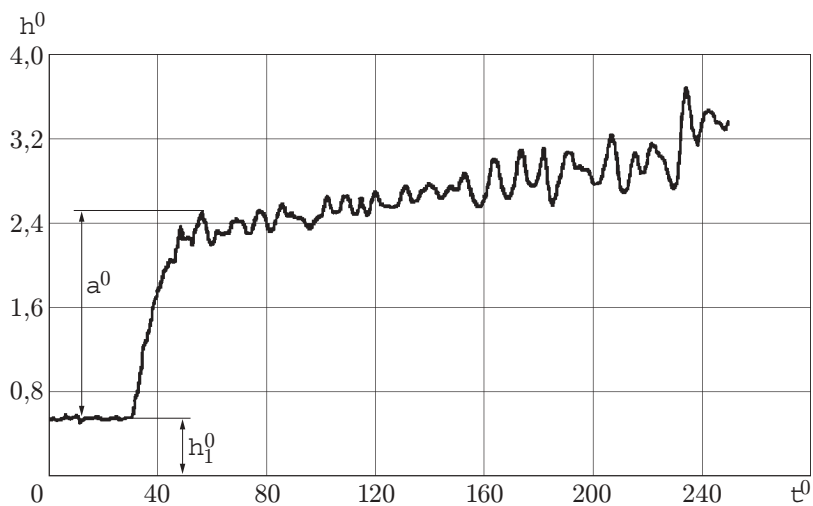


Рис. 6. Изменение уровня свободной поверхности $h^0(t^0)$ в поперечном сечении канала $x^0 = 65,4$ при $h_* = 2,5$ см, $b = 1,66$ см (время отсчитывается от момента перекрытия потока)

Опыты при различных сочетаниях параметров показали, что при перекрытии сверхкритического потока область существования ондулярных гидравлических прыжков в пространстве параметров задачи оказывается значительно более узкой, чем в случае внезапного перекрытия докритического потока [11]. Поэтому следует ожидать, что диапазон применимости метода расчета на основе уравнений Сен-Венана, основным недостатком которого является неадекватное описание ондулярных прыжков, в рассматриваемой задаче будет более широким, чем в задачах о разрушении плотины или о перекрытии докритического потока. Достоинством этого метода является то, что в нем лучше, чем в других методах, учитываются потери энергии на трение, которые при расчетах сверхкритического течения играют более важную роль по сравнению со случаями распространения волн по покоящейся жидкости или по докритическому течению.

В последнее время для тестирования методов расчета нелинейных волн на воде конечной глубины широко используются процессы при разрушении плотины в случае первоначально покоящейся жидкости [14]. Особенности рассмотренных процессов на неоднородном течении представляют интерес при тестировании методов расчета, в которых в граничных условиях фигурирует расход. В приложениях такие граничные условия необходимо задавать, например, в задачах о входе цунами в реку или о распространении волны попуска из водохранилищ.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Стокер Дж. Дж. Волны на воде. Математическая теория и приложения. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
3. Васильев О. Ф., Гладышев М. Т. О расчете прерывных волн в открытых руслах // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1966. № 6. С. 184–189.
4. Остапенко В. В. О разрывных решениях уравнений “мелкой воды” над уступом дна // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 6. С. 62–74.
5. Овсянников Л. В., Макаренко Н. И., Налимов В. И. и др. Нелинейные проблемы теории поверхностных и внутренних волн. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985.
6. Прокофьев В. А. Современные численные схемы на базе метода контрольного объема для моделирования бурных потоков и волн прорыва // Гидротехн. стр-во. 2002. № 7. С. 22–29.
7. Chow Ven Te. Open-channel hydraulics. N. Y. etc.: McGraw-Hill, 1959.
8. Ляпидевский В. Ю., Тешуков В. М. Математические модели распространения длинных волн в неоднородной жидкости. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
9. Букреев В. И., Гусев А. В. Гравитационные волны при распаде разрыва над уступом дна открытого канала // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 4. С. 64–75.
10. Букреев В. И., Гусев А. В., Ляпидевский В. Ю. Транскритическое течение над порогом в открытом канале // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2002. № 6. С. 55–62.
11. Букреев В. И., Костомаха В. А. Внезапное перекрытие докритического потока в канале // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 1. С. 40–47.
12. Киселев П. Г. Справочник по гидравлическим расчетам. М.: Госэнергоиздат, 1957.
13. Букреев В. И., Гусев А. В. Волны в канале впереди вертикальной пластины // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1999. № 1. С. 82–90.
14. Colicchio G., Colagrossi A., Greco M., Landrini M. Free-surface flow after a dam break: a comparative study // Shiffstechnik. 2002. Bd 49, N 3. S. 95–104.

*Поступила в редакцию 18/VII 2003 г.,
в окончательном варианте — 17/X 2003 г.*