

УДК 532.532.+532.59

## СИЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ВОЛН ТИПА БОРА НА ВЕРТИКАЛЬНУЮ ПЛАСТИНУ

В. И. Букреев, В. В. Зыков

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

E-mail: bukreev@hydro.nsc.ru

Приведены методика и результаты экспериментального исследования продольной компоненты силы, вертикальной координаты точки ее приложения и опрокидывающего момента при воздействии волн типа бора на вертикальную пластину. Бор формировался при удалении щита, создающего начальный перепад уровня свободной поверхности в канале (в модельной постановке задачи о разрушении плотины). Показано, что наиболее значительные силы и опрокидывающие моменты имеют место при таком отношении начальных уровней верхнего и нижнего бьефов, когда образуется бор с развитым вальцом в головной части.

**Ключевые слова:** разрушение плотины, бор, вертикальная пластина, сила сопротивления, опрокидывающий момент.

**Введение.** Термин “бор” используется для обозначения движущегося гидравлического прыжка [1]. Волны такого типа образуются при разрушении плотины, выходе цунами на мелководье, входе в реку высокой приливной волны, падении крупного тела на мелкую воду, оползне берега, быстрой остановке контейнера, частично заполненного жидкостью, и других интенсивных возмущениях жидкости конечной глубины. Обзор работ, посвященных исследованию силового воздействия волн малой амплитуды, а также стоячих, уединенных и ветровых волн, содержится в [2]. Изучение силового воздействия волн типа бора находится на начальной стадии.

В данной работе рассматривается бор, образующийся после быстрого удаления вертикального щита, создающего начальный перепад уровня свободной поверхности воды в прямоугольном канале с ровным горизонтальным дном. В этой модельной задаче о полном разрушении плотины кинематические характеристики волн достаточно хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально. В частности, соответствующие аналитические решения на основе первого приближения теории мелкой воды содержатся в [3, 4], а результаты детальной экспериментальной проверки этих решений — в [5, 6].

Силовое воздействие бора на вертикальную стенку изучалось в опытах [7, 8], где бор также генерировался удалением щита, создающего начальный перепад уровня свободной поверхности воды в прямоугольном канале. Однако канал имел наклонное дно и относительно небольшую длину. В результате кинематические характеристики бора в опытах [7, 8] отличались от теоретических зависимостей [3, 4].

Основная цель настоящей работы — дополнить экспериментальную информацию о силовом воздействии волн типа бора. Большое значение имеет то, что на определенном интервале времени кинематические характеристики набегающих на препятствие волн до-

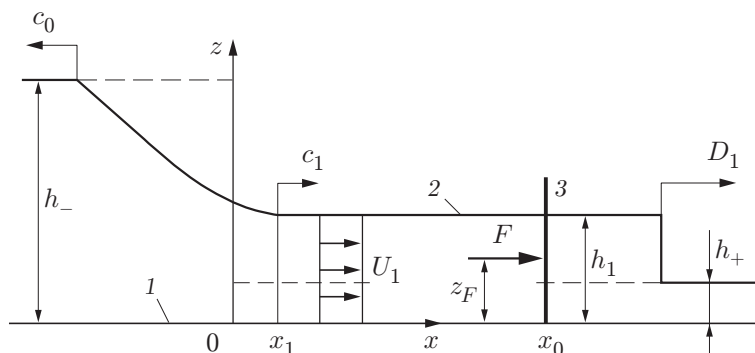


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — дно канала; 2 — теоретический профиль свободной поверхности; 3 — пластина

статочной точно описываются аналитическими решениями [3, 4]. Дополнены также экспериментальные данные о влиянии свободной поверхности на силу сопротивления тела в стационарных и нестационарных условиях.

**Кинематические характеристики набегающих волн.** Схема эксперимента, основные обозначения и используемая далее неподвижная система координат показаны на рис. 1. В задаче о разрушении плотины различают случаи первоначально сухого ( $h_+ = 0$ ) и обводненного ( $h_+ > 0$ ) дна в нижнем бьефе [4] ( $h_-$  и  $h_+ < h_-$  — начальные глубины покоящейся жидкости в верхнем и нижнем бьефах соответственно). Характер распространения волн по сухому дну существенно отличается от характера распространения волн по обводненному дну [5, 6]. В настоящей работе силовое воздействие волн в случае сухого дна не рассматривается. Различают также неподтопленный и подтопленный режимы сопряжения бьефов после удаления щита. Согласно теоретическим работам [3, 4] неподтопленный режим имеет место при  $h_+ < 0,138h_-$ , что подтверждается опытами [5, 6]. В данной работе рассматриваются оба режима.

Теоретический профиль свободной поверхности [3, 4] через некоторое время после удаления щита показан на рис. 1. В верхний бьеф распространяется волна понижения уровня, в нижний бьеф — прерывная волна. Приняты следующие обозначения:  $c_0$  — скорость распространения волны понижения уровня;  $D_1$  — скорость распространения прерывной волны;  $h_1$ ,  $U_1$  — глубина и скорость движения жидкости за передним фронтом волны;  $c_1$  — скорость перемещения точки, в которой волна понижения уровня переходит в прерывную волну. Профиль теоретической волны зависит только от отношения  $x/t$  (соответствующие формулы приведены в [3, 4]). В случае если длина и ширина канала безграничны, перечисленные кинематические характеристики теоретической волны не зависят от времени и определяются тремя заданными параметрами задачи:  $h_-$ ,  $h_+$  и ускорением свободного падения  $g$ . Из этих величин можно составить только один безразмерный комплекс  $h_+/h_-$ . “Свободный” размерный параметр  $g$  определяет характерные масштабы скорости и времени рассматриваемых процессов.

Продольная координата поперечного сечения потока, в котором волна понижения уровня переходит в прерывную волну, определяется выражением  $x_1 = c_1 t$  (см. рис. 1). Если  $x_1 > 0$ , то режим сопряжения бьефов является неподтопленным, если  $x_1 < 0$ , режим сопряжения бьефов подтопленный. При  $x_1 = 0$  в створе щита устанавливаются критическая глубина  $h_* = 4h_-/9$  и критическая скорость  $u_* = 2(gh_-)^{1/2}/3$ . В неподтопленном и критическом режимах удельный расход поступающей в нижний бьеф жидкости  $q = 8(gh_-)^{3/2}/27$  (на единицу ширины канала), а ее удельная энергия  $e = h_* + u_*^2/(2g) = 2h_-/3$  (на единицу массы жидкости).

Экспериментальный и теоретический бору имеют ряд различий. На переднем фронте теоретического бора скорость жидкости, глубина и давление изменяются скачкообразно. В реальности переход этих величин с одних постоянных значений на другие происходит на интервале  $\Delta x \approx 5(h_1 - h_+)$  [9]. Существует пять разновидностей экспериментального бора [1], которые различаются, в частности, степенью развитости ондуляций — постепенно вырождающихся колебаний уровня свободной поверхности за передним фронтом [10]. Вырождение этих нелинейных колебаний обусловлено дисперсией гравитационных волн. В первом приближении теории мелкой воды дисперсия волн и ондуляций не описываются. В данных опытах изучается силовое воздействие всех разновидностей экспериментального бора.

Опыты [6, 11, 12] показывают, что в классическом первом приближении теории мелкой воды начальная стадия процесса распада разрыва уровня свободной поверхности не описывается, поэтому теоретические решения [3, 4] применимы лишь на некотором удалении вниз по потоку от створа щита. В данной работе значение  $x_0$  выбиралось достаточно большим, для того чтобы параметры  $h_1$ ,  $U_1$ ,  $D_1$  отличались от их экспериментальных аналогов не более чем на 4 %.

**Методика эксперимента и обработки результатов.** Опыты выполнялись в прямоугольном канале длиной 8,2 м, высотой 0,23 м, шириной  $B = 0,2$  м с ровным горизонтальным дном. Начальный перепад уровня свободной поверхности воды  $H = h_- - h_+$  создавался плоским щитом, расположенным в поперечном сечении канала  $x = 0$ . В некоторый момент времени  $t$  щит удалялся вертикально вверх. Время выхода нижней кромки щита из воды не превышало 0,04 с.

Вертикальная пластина шириной  $b = 3$  см, толщиной  $\delta = 0,4$  см (см. рис. 1) располагалась в нижнем бьефе на одинаковом расстоянии от боковых стенок канала и на расстоянии  $x_0 = 1,4$  м вниз по потоку от щита. Во всех опытах высота пластины превышала наибольшую высоту подъема жидкости на передней грани.

В общем случае гидродинамическая сила, действующая на препятствие, имеет три компоненты. Координаты точки ее приложения неизвестны. В данной работе изучались только продольная компонента силы  $F$  и вертикальная координата точки ее приложения  $z_F$  (см. рис. 1). Для того чтобы исключить влияние других компонент силы, использовались способы подвески пластины, схемы которых приведены на рис. 2.

На рис. 2, *а* показан разрез измерительной системы продольной плоскостью симметрии канала. В этом случае пластина подвешивается на горизонтальной оси вращения, парал-

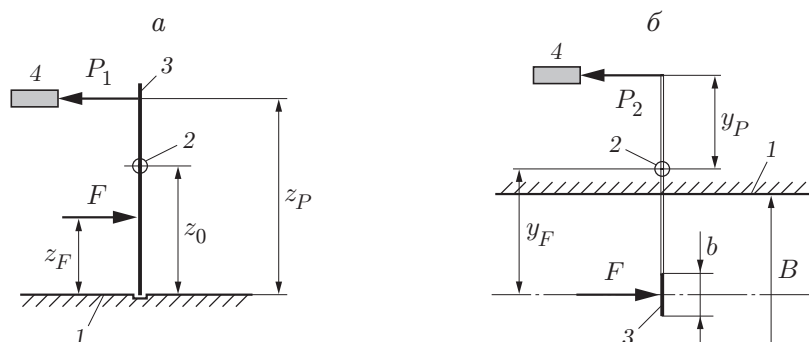


Рис. 2. Схемы подвески пластины:

*а* — на горизонтальной оси вращения (1 — дно канала, 2 — ось вращения, 3 — пластина, 4 — датчик усилий); *б* — на вертикальной оси вращения (1 — боковая стенка канала, 2 — ось вращения, 3 — пластина, 4 — датчик усилий)

лельной оси  $y$ , и имеет только одну степень свободы — поворот в продольном направлении, которому препятствует жесткий датчик усилий. Приведенные на рис. 2, *a* параметры  $z_0$ ,  $z_P$  задаются, действующая на датчик сила  $P_1$  измеряется. Из условия равенства моментов сил относительно оси вращения получаем уравнение

$$(z_0 - z_F)F = (z_P - z_0)P_1, \quad (1)$$

содержащее две неизвестные величины  $F$ ,  $z_F$ . Дополнительные сведения можно получить тремя способами, каждый из которых предусматривает проведение опытов в одних и тех же условиях.

При использовании первого способа проводятся два опыта, в которых меняется только координата  $z_0$ . Если во втором опыте  $z_0 = z_{01}$ , датчик регистрирует усилие  $P_{11}$ . Тогда для  $F$  и  $z_F$  получаем независимое уравнение

$$(z_{01} - z_F)F = (z_P - z_{01})P_{11}.$$

При использовании второго способа методом последовательных приближений находится такое значение  $z_0 = z_F$ , при котором действующая на датчик сила  $P_1 = 0$ .

При использовании третьего способа измеряется непосредственно сила  $F$ . На рис. 2, *b* показана соответствующая измерительная система (вид сверху). Пластина закрепляется на вертикальной оси вращения, параллельной координатной оси  $z$ , с помощью консоли, расположенной выше канала. Ось вращения смещена относительно вертикальной оси симметрии пластины в поперечном направлении на величину  $y_F$ , датчик смещен относительно оси вращения на величину  $y_P$  и измеряет силу  $P_2$ . Из условия равенства моментов сил относительно оси вращения следует

$$F = P_2 y_P / y_F. \quad (2)$$

В настоящей работе экспериментальные данные получены с использованием уравнений (1) и (2). При этом все элементы измерительной системы располагаются вне потока и не вносят дополнительных возмущений. Остальные способы использовались для контроля.

Сила измерялась датчиком фирмы “Honeywell” с линейной статической калибровочной характеристикой и собственной частотой порядка 100 кГц. Частотная характеристика всей измерительной системы определяется в основном собственной частотой  $\omega_0$  и декрементом затухания  $\alpha$  колебаний пластины в жидкости. Эти величины определялись следующим образом.

По пластине, помещенной в покоящуюся жидкость на заданную глубину, производился кратковременный удар. В результате на вход измерительной системы подавалось импульсное воздействие. Регистрировалась реакция системы на такое воздействие  $Y(t)$ , где  $t$  — время. Эта реакция описывается функцией [13]

$$Y(t) = a \exp(-\alpha t) \sin(t\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}).$$

Параметры  $\omega_0$  и  $\alpha$  функции  $Y(t)$  зависят от глубины погружения пластины в воду. При наиболее плохих с точки зрения частотных искажений условиях получены значения  $\omega_0 = 80$  рад/с и  $\alpha = 2,9$  с<sup>-1</sup>. Спектральный анализ изучаемых сил показал, что при таких значениях  $\omega_0$  и  $\alpha$  погрешность, обусловленная частотными искажениями, не превышает 0,5 %.

Глубина набегающего на пластину потока как функция времени  $h(t)$  измерялась волномерами по методике, описанной в [6]. Частотные характеристики волномеров определялись путем их колебаний в покоящейся жидкости по синусоидальному закону с различной частотой. Для волномеров получены значения  $\omega_0 = 36$  рад/с,  $\alpha = 22$  с<sup>-1</sup>. Спектральный анализ набегающих волн показал, что волномеры также практически не вносят частотных искажений.

В отсутствие пластины скорость движения жидкости  $u(z, t)$  при  $x = x_0, y = 0$  измерялась так называемым PIV-методом с помощью аппаратуры фирмы “Dantec Dynamics”. Далее используется информация только об осредненной по  $z$  и не зависящей от времени скорости  $U_{as}$  на таком расстоянии за передним фронтом бора, где течение стационарное.

В общем случае величины  $F$  и  $z_F$  (см. рис. 1) зависят от  $t, x_0, B, h_-, h_+, b, g$ , плотности  $\rho$  и динамического коэффициента вязкости жидкости  $\mu$ . Если в качестве характерных масштабов выбрать параметры  $h_-, g, \rho$ , то в опытах изучаемые функции  $F, z_F$  будут зависеть от следующих безразмерных аргументов:

$$\tau = t \left( \frac{g}{h_-} \right)^{1/2}, \quad x^0 = \frac{x}{h_-}, \quad B^0 = \frac{B}{h_-}, \quad h_+^0 = \frac{h_+}{h_-}, \quad b^0 = \frac{b}{h_-}, \quad \mathbf{Re} = \frac{g^{1/2} H^{3/2}}{\nu}.$$

Здесь  $\nu = \mu/\rho$  — кинематический коэффициент вязкости;  $\mathbf{Re}$  — критерий подобия Рейнольдса, определенный с использованием заданного начального перепада уровней  $H$  и характерной начальной скорости движения жидкости  $V = (gH)^{1/2}$ . Следует отметить, что далее используется безразмерный комплекс  $\mathbf{Re} = Ub/\nu$ , в который помимо заданных величин  $b, \nu$  входит скорость набегающего потока  $U$ , также зависящая от заданных параметров, в частности от критерия подобия  $\mathbf{Re}$ . Комплексы такого вида называются числами. В данном случае комплекс  $\mathbf{Re}$  является числом Рейнольдса.

В рассматриваемой задаче множество критериев подобия интересно тем, что лишь один его элемент  $\mathbf{Re}$  зависит от вязкости жидкости. В случаях, когда влиянием вязкости можно пренебречь, результаты лабораторных опытов можно распространить на натурные условия при соблюдении только геометрического подобия. Опыты [5, 6] показали, что для кинематических характеристик рассматриваемых волн это справедливо при  $B/H > 0,8$  и  $\mathbf{Re} > 3,5 \cdot 10^4$ . В настоящей работе эти условия выполнены.

Относительно влияния вязкости жидкости на силовое воздействие волн можно отметить следующее. В случае обтекания тела безграничным стационарным потоком выражение для полного сопротивления включает два слагаемых: сопротивление трения, обусловленное влиянием вязкости, и вихревое сопротивление, зависящее от формы тела. Для пластины второе слагаемое значительно больше первого [14]. В случае если тело обтекается нестационарным потоком, добавляется еще одно слагаемое, зависящее только от инерции набегающего потока. Предположение о слабом влиянии вязкости на силу сопротивления при достаточно больших значениях числа Рейнольдса косвенно подтверждается в данной работе.

**Результаты опытов.** На рис. 3 показаны профили набегающих на пластину волн, зарегистрированные неподвижным волномером, расположенным в сечении  $x = x_0$  ( $t^0 = (t - t_0)(g/h_-)^{1/2}$ ,  $h^0 = h/h_1$ ,  $h_+^0 = h_+/h_-$ ,  $t_0$  — начало отсчета времени, выбранное произвольно и для разных примеров различное). В течение некоторого времени после удаления щита волномер регистрирует постоянное значение начальной глубины нижнего бьефа. Рост глубины начинается с момента прихода волны в точку  $x = x_0$ .

На рис. 3 видно, что головная часть рассматриваемых волн отличается от головной части теоретической волны, показанной на рис. 1. Однако в опытах со временем глубина жидкости выходит на постоянное значение  $h_{as}^0$ . В теоретических работах [3, 4] аналогичной величиной является постоянная глубина  $h_1^0 = h_1/h_-$ , которая устанавливается мгновенно и зависит только от параметра  $h_+^0 = h_+/h_-$ . Кривая 1 на рис. 3 соответствует диапазону значений  $h_+^0$ , в котором головная часть волны имеет форму классического гидравлического прыжка с развитым вальцом и пренебрежимо малыми ондуляциями. Кривая 2 на рис. 3 соответствует значению  $h_+^0$ , при котором ондуляции преобладают, а валец на переднем фронте развит слабо. При превышении некоторого значения  $h_+^0$  волны принимают форму гладкого ондулярного бора (кривая 3 на рис. 3).

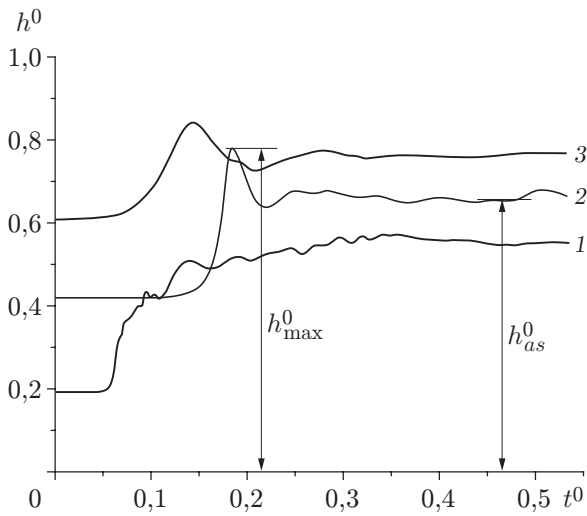


Рис. 3

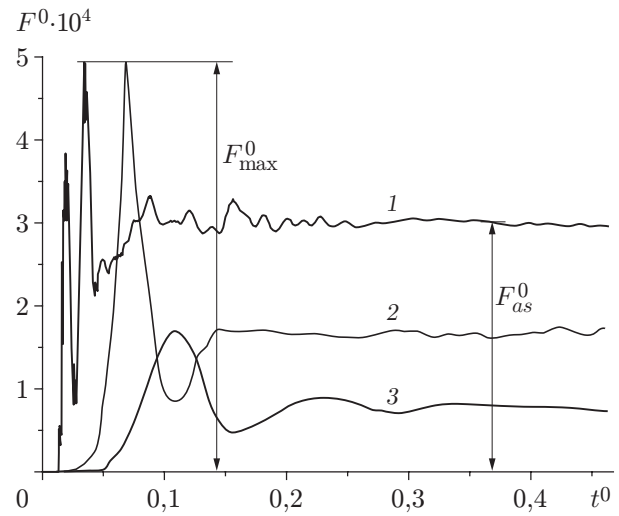


Рис. 4

Рис. 3. Результаты измерений глубины:  
 1 —  $h_+^0 = 0,186$ ; 2 —  $h_+^0 = 0,419$ ; 3 —  $h_+^0 = 0,605$

Рис. 4. Результаты измерений силы:  
 1 —  $h_+^0 = 0,186$ ; 2 —  $h_+^0 = 0,419$ ; 3 —  $h_+^0 = 0,605$

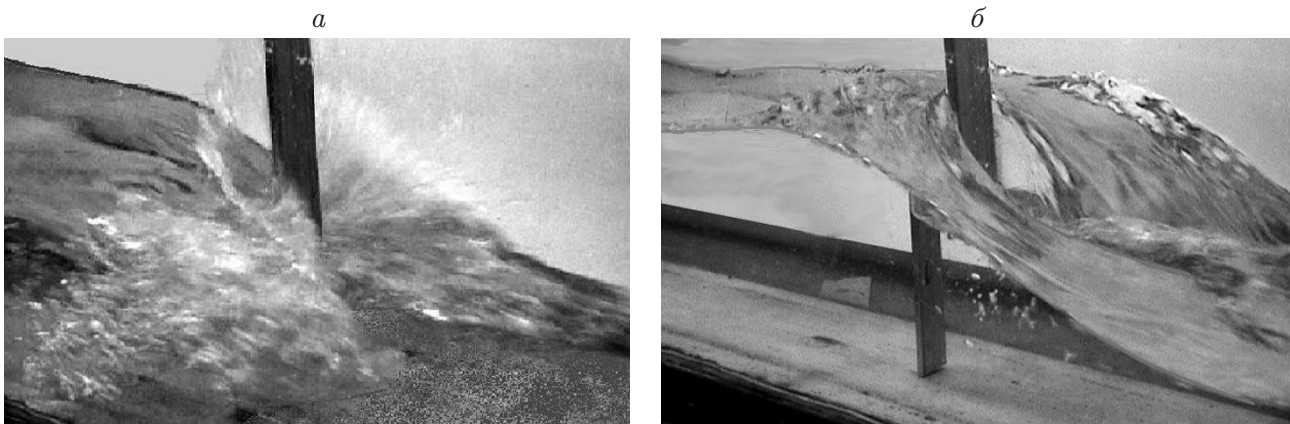


Рис. 5. Обтекание пластины при  $h_+^0 = 0,186$ :  
 а — начальная стадия; б — стационарный режим

На рис. 4 показаны зависимости безразмерной силы  $F^0 = 2F/(\rho g b h_-^2)$  от  $t^0$ . Начало отсчета времени произвольное. После прохождения головной части волны сила выходит на постоянное значение  $F_{as}^0$ , зависящее от  $h_+^0$ . На интервале времени существования режима нестационарного обтекания поведение силы определяется формой головной части набегающей волны. Если головная часть имеет форму гидравлического прыжка с развитым вальцом (кривая 1 на рис. 3), то сила выходит на постоянное значение после нерегулярных колебаний (кривая 1 на рис. 4). Если в набегающей волне преобладают ондуляции (кривые 2, 3 на рис. 3), то колебания силы имеют регулярный характер и отслеживают по частоте изменение глубины (кривые 2, 3 на рис. 4).

Картина обтекания пластины представлена на рис. 5. Рис. 5,а соответствует моменту времени, когда бор с развитым вальцом в головной части начинает обтекать пластину, рис. 5,б — моменту, когда сила выходит на асимптотическое значение.

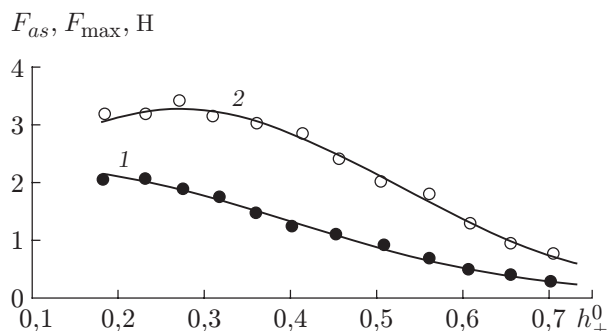


Рис. 6

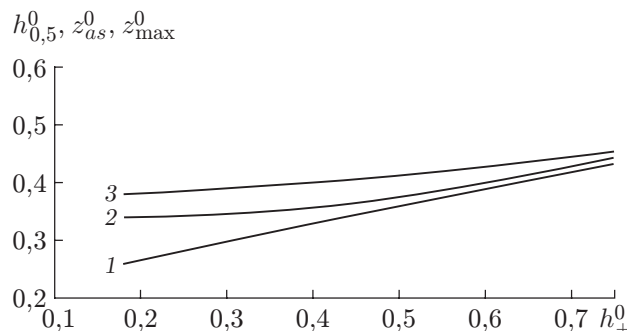


Рис. 7

Рис. 6. Зависимости асимптотической (1) и максимальной (2) сил от параметра  $h_+^0$ : точки — эксперимент, линии — результаты аппроксимации функцией ошибок Гаусса

Рис. 7. Зависимости теоретической глубины набегающего потока (1) и вертикальных координат точек приложения асимптотической (2) и максимальной (3) сил от параметра  $h_+^0$

На передней грани пластины уровень свободной поверхности жидкости повышается, на задней грани — понижается, что приводит к порождению волн, аналогичных корабельным. В окрестности пластины преобладают косые волны. Понижение уровня сохраняется также на некотором расстоянии вниз по потоку от пластины во внутренней области, ограниченной косыми волнами. Далее уровень свободной поверхности практически восстанавливается до его значения на большом расстоянии вверх по потоку, а волны становятся слабыми.

На рис. 6 приведены зависимости асимптотической  $F_{as}$  и максимальной  $F_{max}$  сил от параметра  $h_+^0$  (для наглядности силы представлены в размерном виде). Экспериментальные точки получены описанным выше способом, при котором  $F$  измеряется независимо от  $z_F$  (см. рис. 2, б и формулу (2)). Безразмерные коэффициенты сил рассмотрены ниже.

Зависимость координаты точки приложения силы от  $h_+^0$  приведена на рис. 7 ( $h_{0,5}^0 = h_1/(2h_-)$  — половина глубины  $h_1$  за фронтом теоретической волны, представленная в безразмерной форме;  $z_{as}^0$  и  $z_{max}^0$  — экспериментальные значения координат точек приложения сил  $F_{as}$  и  $F_{max}$ , нормированные на  $h_-$ ). Кривая 1 получена в результате расчета по алгоритмам, приведенным в [4], кривые 2, 3 — с использованием формулы (1). При этом сила  $F$  задавалась аналитическими выражениями, соответствующими кривым 1 или 2 на рис. 6. Сила  $P_1$  в расчетной формуле (1) в повторной серии опытов измерялась по схеме, показанной на рис. 2, а. Значения силы  $P_1$ , полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных функцией ошибок Гаусса, подставлялись в формулу (2).

На рис. 7 видно, что точка приложения силы расположена выше половины глубины стационарного набегающего потока, устанавливающегося на достаточно большом удалении от переднего фронта бора. Это согласуется с особенностями картины обтекания пластины потоком со свободной поверхностью (см. рис. 5).

По полученным в результате аппроксимации аналитическим зависимостям вычислены действующие на цилиндр характерные значения опрокидывающего момента  $M_{as} = F_{as}z_{as}$  и  $M_{max} = F_{max}z_{max}$  (рис. 8).

В случае обтекания стационарным потоком выражение для силы сопротивления пластины  $F_s$  представляется в виде [2, 14]

$$F_s = C_s \rho b l U^2 / 2,$$



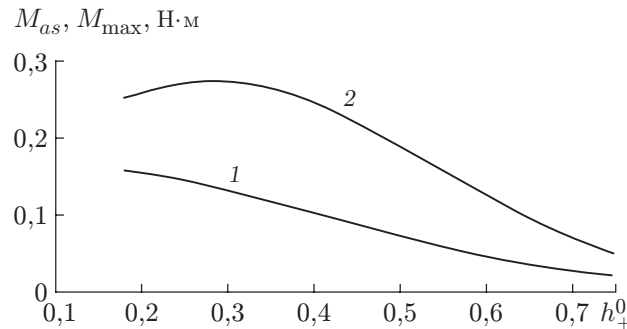


Рис. 8. Зависимости асимптотического (1) и максимального (2) опрокидывающих моментов от параметра  $h_+^0$

где  $U$  — скорость набегающего потока;  $l$ ,  $b$  — длина и ширина пластины;  $C_s$  — безразмерный коэффициент сопротивления. В случае если набегающий поток является нестационарным, используются по крайней мере два коэффициента, как, например, в формуле Морисона [2]

$$F_n = \frac{C_s \rho b l |U| U}{2} + C_n \rho \frac{\pi b^2 l}{4} \frac{\partial U}{\partial t},$$

где  $F_n$  — нестационарная сила сопротивления;  $C_n$  — коэффициент, характеризующий инерцию набегающего потока.

В безграничном потоке несжимаемой жидкости коэффициенты  $C_s$  и  $C_n$  зависят от времени, относительной длины пластины  $l/b$ , а также от чисел Рейнольдса  $Re = Ub/\nu$  и Струхала  $Sh = UT/b$  ( $T$  — характерный масштаб времени). Наличие свободной поверхности существенно усложняет задачу. В этом случае необходимо учитывать влияние числа Фруда  $Fr = U^2/(gh)$  ( $h$  — глубина набегающего потока), а также то, что величины  $U$ ,  $T$  и  $h = l$  зависят от вида волн.

Учитывая, что нестационарный характер течения имеет место только на относительно короткой головной части волн типа бора, для представления сил и опрокидывающих моментов в безразмерной форме введем следующие не зависящие от времени коэффициенты:

$$C_{as} = \frac{2F_{as}}{\rho b h_1 U_1^2}, \quad C_{\max} = \frac{F_{\max}}{F_{as}}, \quad K_{as} = \frac{2M_{as}}{\rho b h_1^2 U_1^2}, \quad K_{\max} = \frac{M_{\max}}{M_{as}}.$$

В первом из этих коэффициентов, аналогичном стандартному коэффициенту сопротивления  $C_s$ , используются глубина и скорость жидкости на интервале времени, когда набегающий поток является стационарным. Остальные коэффициенты отражают специфику рассматриваемой задачи. В частности, два последних коэффициента имеют смысл только для опрокидывающего момента относительно дна канала.

В принятых определениях указанных коэффициентов используются теоретические значения  $h_1$ ,  $U_1$ , которые, как отмечено выше, незначительно отличаются от экспериментальных значений  $h_{as}$ ,  $U_{as}$ . При этом различия теоретических и экспериментальных глубин и скоростей учитывается в эмпирических коэффициентах для сил и моментов.

На рис. 9, 10 приведены экспериментально полученные зависимости коэффициентов сил и опрокидывающих моментов от параметра  $h_+^0$  в следующих диапазонах других параметров:  $0,021 \leq Fr = U_1^2/(gh_1) \leq 0,700$ ,  $3,5 \leq h_1/b \leq 6,3$ ,  $3,8 \cdot 10^4 \leq Re = bU_1/\nu \leq 9,5 \cdot 10^4$ . Линия 3 на рис. 9 соответствует значению коэффициента сопротивления пластины при ее



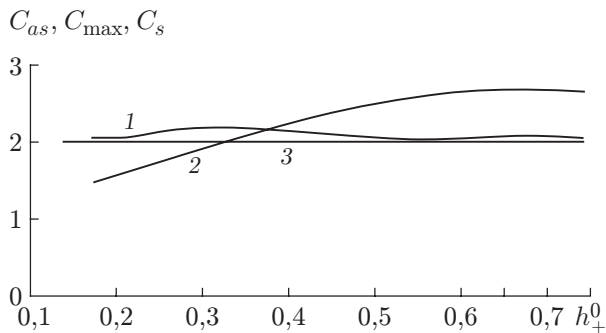


Рис. 9

Рис. 9. Зависимости коэффициентов сил от параметра  $h_+^0$ :

1 —  $C_{as}$ ; 2 —  $C_{max}$ ; 3 —  $C_s$

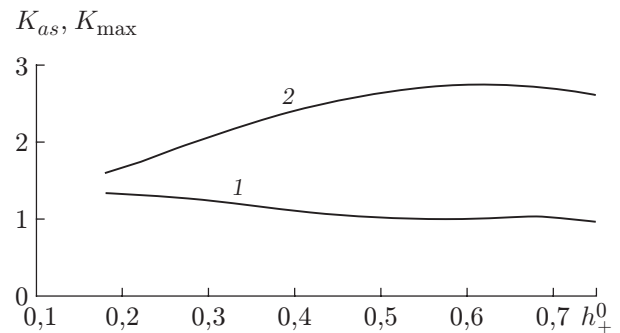


Рис. 10

Рис. 10. Зависимости коэффициентов опрокидывающих моментов от параметра  $h_+^0$ :

1 —  $K_{as}$ ; 2 —  $K_{max}$

обтекании безграничным стационарным потоком  $C_s = 2$  [14]. Данные на рис. 9 показывают, что в асимптотическом режиме коэффициент сопротивления пластины  $C_{as}$  незначительно превышает коэффициент сопротивления  $C_s$  в случае обтекания безграничным стационарным потоком. Кроме того, коэффициент  $C_{as}$  слабо зависит от  $h_+^0$ , а следовательно, от числа Рейнольдса  $Re$  и числа Фруда  $Fr$ , которые в рассматриваемой задаче однозначно связаны с  $h_+^0$ .

В потоке со свободной поверхностью полное сопротивление обусловлено силами вязкой, вихревой и волновой природы. Слабая зависимость коэффициента  $C_{as}$  от  $Re$  является следствием слабого влияния вязкости жидкости, а слабая зависимость от  $Fr$  свидетельствует о том, что рост волнового сопротивления сопровождается почти таким же уменьшением сопротивления, обусловленного перепадом давления на передней и задней гранях пластины. Волновое сопротивление определяется перепадом уровня свободной поверхности на пластине (см. рис. 5): чем больше перепад, тем больше волновое сопротивление. Однако при этом часть задней грани пластины оказывается в воздухе, что приводит к уменьшению разности давлений на передней и задней гранях по сравнению со случаем обтекания безграничным потоком.

**Заключение.** Полученные экспериментальные данные показывают, что максимальное значение силы может превышать ее асимптотическое значение в 2,7 раза (см. рис. 9). Значительное превышение наблюдается в диапазоне  $h_+^0$ , в котором набегающая волна имеет вид гладкого ондулярного бора. Однако следует учитывать, что в этом диапазоне  $h_+^0$  значения сил (см. рис. 6) относительно невелики. Наиболее существенное силовое воздействие оказывает бор с развитым вальцом в головной части. Аналогичный результат получен для опрокидывающих моментов (см. рис. 8, 10).

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Ven Te Chow.** Open-channel hydraulics. N. Y.: McGraw Hill Book Co., 1959.
2. **Moberg G.** Wave forces on a vertical slender cylinder: Report Ser. A:16. Göteborg: Calmers Univ. of Technology, 1988.
3. **Христианович С. А.** Неустановившееся движение в каналах и реках // Христианович С. А., Михлин С. Г., Девисон Б. Б. Некоторые новые вопросы механики сплошной среды. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1938. С. 15–154.

4. **Стокер Дж. Дж.** Волны на воде. Математическая теория и приложения. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
5. **Dressler R. F.** Hydraulic resistance effect upon the dam-break function // J. Res. Nat. Bur. Stand. 1952. V. 49, N 3. P. 217–225.
6. **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.
7. **Scotton P.** Dynamic impact of Debris flows: experimental study: Prepr. / Univ. di Trento. Trento, 1996.
8. **Trivellato F., Scotton P.** Bore impact upon a wall (experimental data base): Prepr. / Univ. Degli Studio di Trento. Trento, 2001.
9. **Киселев П. Г.** Справочник по гидравлическим расчетам. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1957.
10. **Favre H.** Etude théorique et expérimentale des ondes de translation dans les canaux découverts. Paris: Dunod, 1935.
11. **Stansby P. K., Chegini A., Barnes T. C. D.** The initial stages of dam-break flow // J. Fluid Mech. 1998. V. 374. P. 407–424.
12. **Букреев В. И., Гусев А. В.** Начальная стадия генерации волн при разрушении плотины // Докл. РАН. 2005. Т. 401, № 5. С. 1–4.
13. **Пановко Я. Г.** Основы прикладной теории колебаний и удара. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1976.
14. **Дейли Дж.** Механика жидкости / Дж. Дейли, Д. Харлеман. М.: Энергия, 1971.

*Поступила в редакцию 18/VI 2007 г.,  
в окончательном варианте — 15/VIII 2007 г.*

---