

УДК 532.59

ВНЕЗАПНОЕ ПЕРЕКРЫТИЕ ДОКРИТИЧЕСКОГО ПОТОКА В КАНАЛЕ

В. И. Букреев, В. А. Костомаха

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

Приведены результаты опытов, в которых установившееся неравномерное течение в прямоугольном канале с плоским горизонтальным дном останавливалось быстропадающим щитом. При различных значениях расхода жидкости на входе в канал получены данные о высоте заплеска воды на щит, а также о форме, скорости распространения, высоте и внутренней структуре волны типа бора, распространяющейся вверх по потоку. Установлено, что бор порождает сильное расслоение по скорости движения частиц жидкости и в определенных условиях скорость распространения и высота бора, а также высота заплеска жидкости на стенку постоянны и определяются лишь критической глубиной для невозмущенного течения, т. е. заданным расходом.

При входе в реку приливная волна или волна цунами может трансформироваться в движущийся гидравлический прыжок, для которого используется термин “бор” [1]. Ранее полученная информация об этом сложном процессе имеет описательный характер [2]. Волнам типа бора значительно больше внимания уделялось в задаче о разрушении плотины [1]. Особенность процесса трансформации приливной волны заключается в том, что она распространяется по встречному течению. Из-за нелинейности, нестационарности и возможности обрушения теоретический анализ волн типа бора связан с большими трудностями, поэтому информацию о них можно получить в основном в физических и численных экспериментах.

В данной работе приводятся результаты лабораторных исследований процесса формирования и распространения бора на встречном течении в наиболее простой постановке задачи. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В прямоугольном канале шириной B с ровным горизонтальным дном создавалось установившееся течение несжимаемой жидкости (воды) с объемным расходом Q . В момент $t = 0$ поток в канале полностью перекрывался быстропадающим щитом в поперечном сечении $x = 0$. Неподвижная прямоугольная система координат показана на рис. 1.

В гидравлике важными характеристиками рассматриваемого невозмущенного течения являются критическая глубина h_* и соответствующая ей критическая скорость V_* , определяемые формулами [3, 4]

$$h_* = \sqrt[3]{q^2/g}, \quad V_* = \sqrt{gh_*}, \quad q = Q/B,$$

где q — удельный расход; g — ускорение свободного падения. Течение называется докритическим, если его локальная глубина $h(x)$ превышает h_* . В данной работе рассматривается случай перекрытия щитом именно докритического течения. При этом невозмущенная свободная поверхность представляла собой кривую спада, локальная глубина $h(x)$ монотонно уменьшалась, а локальная скорость $V = Q/(Bh)$ монотонно увеличивалась вниз по потоку.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00750) и Программы интеграционных фундаментальных исследований СО РАН (код проекта 2000-1).

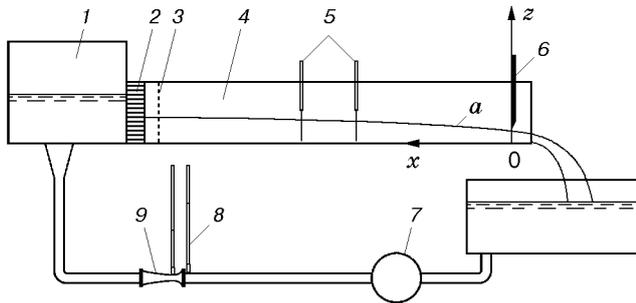


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — успокоительная емкость, 2 — хонейкомб, 3 — перфорированная пластина, 4 — рабочая часть канала, 5 — волномеры, 6 — щит, 7 — насос, 8 — водяной манометр, 9 — расходомер Вентури, a — кривая спада

При опускании щита вверх по потоку распространялась волна типа бора. Важное отличие бора от классического гидравлического прыжка состоит в том, что он существенно нестационарен. В данных опытах он распространялся также по сдвиговому встречному течению с возрастающей глубиной. Выделяют пять основных форм классического гидравлического прыжка, образующегося при истечении из-под щита [4]. Все эти формы наблюдались и в данных опытах. Для трех из них характерно наличие ондуляций — постепенно затухающих колебаний свободной поверхности. Ондулярный бор был либо гладким, либо с обрушивающимся первым гребнем, либо с несколькими обрушивающимися гребнями.

В общем случае параметрами изучаемой задачи помимо B , Q и g являются плотность ρ и кинематическая вязкость ν жидкости, поверхностное натяжение, плотность, вязкость и сжимаемость воздуха. Далее рассматриваются только кинематические характеристики течения, на которые плотности воды и воздуха оказывают косвенное влияние, через механизм диссипации энергии, причем только в том случае, когда волны обрушиваются и происходит вовлечение воздуха в воду. Поверхностное натяжение, вязкость и сжимаемость воздуха играли в опытах второстепенную роль. В качестве основных параметров были выбраны B , Q , g , ν . Из них можно образовать два независимых безразмерных комплекса, например

$$\Pi_1 = \frac{Q}{B^2 \sqrt{gB}}, \quad \Pi_2 = Q \sqrt[3]{\frac{g}{\nu^5}}.$$

В данных опытах Π_1 и Π_2 были связаны друг с другом, поскольку $B = 6$ см и $\nu = 0,0115$ см²/с не менялись. Поэтому далее приводятся только значения Π_1 . При необходимости по значениям Π_1 и B можно вычислить расход, а затем Π_2 . Влияние поверхностного натяжения и воздуха можно учесть, используя для них справочные данные при температуре 15 °С. При постановке задачи существенным является выбор поперечного сечения канала, в котором опускается щит. В выполненных опытах щит располагался на расстоянии 11 см от выходного сечения канала, где вода свободно истекала в атмосферу.

Канал с длиной рабочей части 4,8 м имел прозрачные стенки из оргстекла. Невозмущенное течение создавалось лопастным насосом с электродвигателем постоянного тока. Это позволяло регулировать расход в широких пределах изменением числа оборотов электродвигателя, не используя задвижку. В системе имелся расходомер Вентури с водяным манометром. Для выравнивания потока на входе в рабочую часть канала применялись успокоительная емкость, хонейкомб и перфорированная пластина. Щит опускался вручную за характерное время порядка 0,1 с. После опускания щита насос продолжал работать. Измерения прекращались, когда отраженная волна достигала щита.

В опытах измерялись кривые спада $h(x, \Pi_1, \Pi_2)$, высота заплеска воды на опущенный щит $H(y, \Pi_1, \Pi_2)$ и профиль волны $\eta(x, t, \Pi_1, \Pi_2) = z^* - h$, где z^* — вертикальная координата возмущенной свободной поверхности в продольной плоскости симметрии канала. Изучалась также внутренняя структура течения. Термин “внутренняя структура” используется здесь для ансамбля траекторий мелких взвешенных частиц (алюминиевой пудры).

Кривые спада измерялись мерной иглой. Профиль волны определялся с помощью неподвижных волномеров, регистрировавших зависимость $\eta(t)$ при фиксированных значениях других аргументов, в частности x . Двумя волномерами, смещенными на $\Delta x = 30$ см, измерялись времена Δt_i и скорости продольного перемещения $c_i = \Delta x / \Delta t_i$ ряда выделенных точек на профиле волны. Поскольку волны были нестационарными, разные точки их профилей перемещались с различными скоростями. В условиях данных опытов скорости перемещения точек переднего фронта различались не более чем на 2 %.

Для измерения H на поверхность щита поролюновой губкой наносился зубной порошок. При отражении потока порошок смывался, и на поверхности щита оставалась четко выраженная граница максимального заплеска воды. Траектории частиц алюминиевой пудры регистрировались фотосъемкой в затененном помещении. Только выделенная часть потока освещалась световым “ножом” толщиной около 1 см в окрестности продольной плоскости симметрии канала. Время экспозиции при фотосъемке задавалось большим (до 1 с).

Далее a обозначает высоту волны, c — скорость ее распространения. При наличии ондуляций в качестве a принималась высота первого гребня волны, а в отсутствие ондуляций — разность уровней за и перед передним фронтом волны. Под скоростью распространения понимается значение c_i , относящееся к средней по высоте точке переднего фронта волны.

Анализ нескольких возможных вариантов перехода к безразмерным величинам показал, что для целей данной работы оптимальны различные характерные масштабы длины: критическая глубина h_* для h , η , H и a , ширина канала B для поперечной координаты y и комплекс $l = C^{1/3} \nu^{2/3} g^{-1/2}$ для продольной координаты x (C [м^{1/2}/с] — эмпирический коэффициент Шези, учитывающий шероховатость стенок канала [3, 4]). В канале с нулевым уклоном дна в эксперименте значение C определяется с большой погрешностью. Поскольку далее коэффициент C используется лишь для нормировки, его значение вычислялось по формуле Маннинга [3, 4]. Коэффициент C зависит от Q и x . Однако эта зависимость слабая. В данных опытах масштаб l менялся в диапазоне 0,0126 ÷ 0,0131 см, поэтому при нормировке x использовалось постоянное среднее значение $l = 0,0128$ см. Время нормировалось на $\sqrt{h_*/g}$, а скорости — либо на $V_* = \sqrt{gh_*}$, либо на \sqrt{gh} .

На рис. 2 приведены типичные профили волны как функции времени, зарегистрированные волномерами в одном и том же опыте на различных расстояниях от щита. По оси абсцисс отложена величина $\tau = (t - t_{0j}) / \sqrt{h_*/g}$, где t_{0j} — момент прохода средней точки переднего фронта через волномер.

При отражении от щита сначала формировался турбулентный бор с обрушивающимся передним фронтом и вальцом в головной части. Затем появлялись ондуляции, но валец сохранялся. По мере удаления от щита ондуляции усиливались, а процесс обрушения переднего фронта становился менее интенсивным. На больших расстояниях обрушение прекращалось и формировался гладкий ондулярный бор. Как и в случаях классического волнистого гидравлического прыжка [4] и уединенной волны [5], на гладком плоском в среднем боре имелись косые волны, рост которых ограничивался поверхностным натяжением. В обсуждаемом примере передний фронт бора обрушивался на интервале $0 < x/l < 1,8 \cdot 10^4$. На интервале $1,8 \cdot 10^4 < x/l < 2,4 \cdot 10^4$ бор был гладким. Затем его передний фронт вновь начал обрушиваться.

В масштабе рис. 2 различие между гладкими и обрушивающимися волнами незначительно. Более точно переход от гладких к обрушивающимся волнам и обратный переход прослеживались визуально. Визуальные наблюдения показали, что на начальной стадии прямого и заключительной стадии обратного переходов на переднем фронте ондулярного бора (причем не на гребне, а ближе к его основанию) появлялся характерный излом профиля — угловая точка с вершиной, направленной внутрь волны. Этот результат интересно

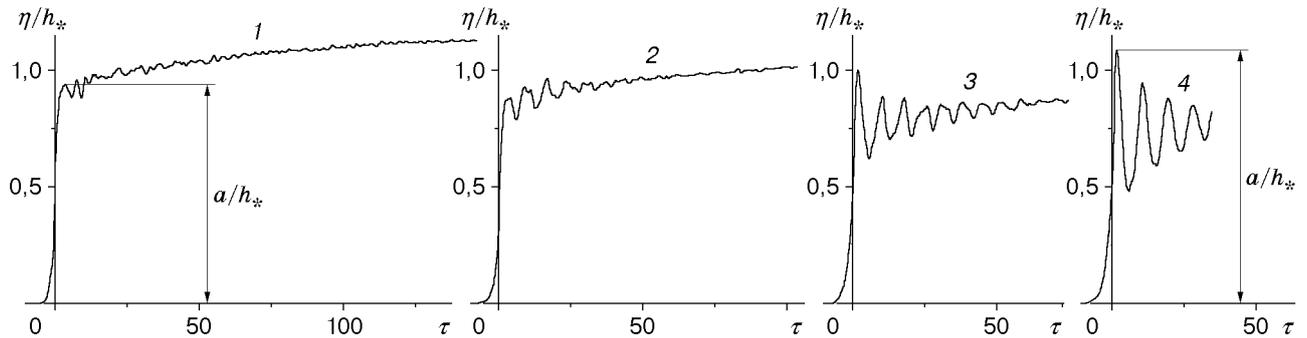


Рис. 2. Развитие бора ($\Pi_1 = 0,235$):
 1–4 — $x/l = 0,55 \cdot 10^4$; $1,17 \cdot 10^4$; $1,80 \cdot 10^4$; $2,42 \cdot 10^4$

сопоставить с известными данными для уединенных и ондулярных волн на первоначально покоящейся жидкости постоянной глубины.

Расчетно-теоретическому анализу уединенной волны предельной амплитуды посвящено большое количество работ (см., например, [6, 7]). В теории под предельным состоянием понимается состояние, когда хотя бы в одной точке области течения локальная скорость частицы жидкости совпадает со скоростью распространения волны. В модели идеальной жидкости эти скорости совпадают на гребне, и именно здесь появляется угловая точка как признак неустойчивости теоретической волны. В реальных волнах картина усложняется влиянием вязкости, поверхностного натяжения и тем, что на плоской уединенной волне всегда существуют косые волны. Тем не менее обрушение реальной уединенной волны начинается с гребня. Эксперименты [8] показали, что это имеет место и для ондулярных волн на покоящейся жидкости. Поэтому замеченное в данных опытах смещение угловой точки к основанию переднего фронта обусловлено влиянием встречного течения.

Выполненные опыты дали некоторую информацию об условиях, при которых начинается переход от обрушивающихся к гладким волнам и заканчивается обратный переход при наличии встречного течения. Изучение этого вопроса для волн, распространяющихся по покоящейся жидкости с постоянной конечной глубиной h_0 , показало (см. [8]), что в этом случае наряду с хорошо известной характерной скоростью $c_1 = \sqrt{gh_0}$ существует более высокая характерная скорость $c_2 = 1,294c_1$, в окрестности которой на практике и происходят прямой и обратный переходы от обрушивающихся к гладким волнам на мелкой воде. При скоростях, близких к c_1 , волны сохраняют гладкость. В диапазоне $c_1 < c < c_2$ на гладкой основной волне имеются косые волны. Значение коэффициента 1,294 получено расчетно-теоретическим путем для уединенных волн [6], а его справедливость для волн типа гладкого ондулярного бора обоснована только экспериментом.

Следует ожидать, что аналогичные по физическому смыслу локальные (зависящие от x) критические скорости существуют и в рассматриваемой задаче наряду с критической скоростью V_* , вычисленной по заданному расходу. При их определении должна учитываться скорость невозмущенного течения. В первом приближении для волн на встречном течении локальными критическими скоростями могут служить $c_*(x, \Pi_1, \Pi_2) = \sqrt{gh} - V$ и $c_{**}(x, \Pi_1, \Pi_2) = 1,3\sqrt{gh} - V$, причем в данном случае и h , и V зависят от x . Для получения более точных их значений нужно учитывать нестационарность волны и неоднородность встречного течения по всем трем пространственным координатам.

На рис. 3 полученные в опытах значения c представлены в виде функций $U(x/l)$ и $W(x/l)$. Первая из них получена при нормировке c на \sqrt{gh} , вторая — при нормировке на V_* . Второй критической скорости соответствует значение $U = 1,294$ (штриховая линия), а первой критической скорости — значение $U = 1$. Визуальные наблюдения пока-

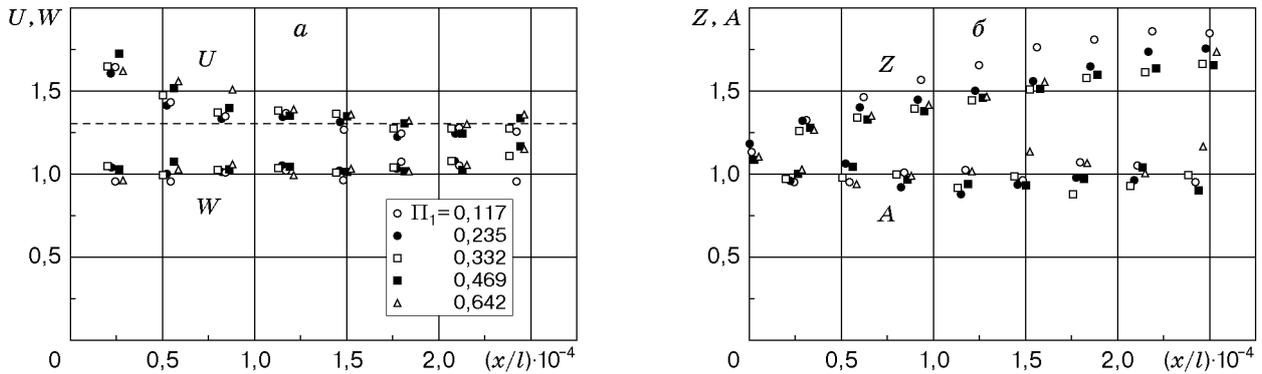


Рис. 3. Зависимость характеристик основного течения и бора от x/l ($U = (c + V)/\sqrt{gh}$, $W = c/V_*$, $Z = h/h_*$, $A = a/h_*$)

зали, что экспериментальные точки U , расположенные выше штриховой линии, соответствуют обрушивающимся волнам, ниже — гладким волнам. Таким образом, в пределах среднеквадратичного значения погрешности измерений, равного 2%, опыты подтвердили предположение о том, что и для волн на встречном течении прямой переход от гладких к обрушивающимся волнам происходит в окрестности второй локальной критической скорости $c = c_{**}$. Как и в случае распространения ондулярных волн по покоящейся жидкости, обратный переход заканчивался при значении c , несколько меньшем c_{**} , но существенно большем c_* .

При нормировке на V_* получен следующий важный результат: существует такой диапазон Π_1 и x , в котором $c/V_* = \text{const}$, причем, что особенно интересно, значение константы близко к единице. Это означает, что для определения скорости распространения бора достаточно знать только расход. В расчетно-теоретических исследованиях данный результат может использоваться либо при тестировании моделей, либо в качестве постулата для замыкания системы уравнений. Для более полного определения диапазона применимости этого постулата требуется дальнейшее исследование. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 3,а, показывают, что некоторые отклонения от обсуждаемой закономерности наблюдаются в окрестности малых и больших x . При малых x отклонение вызвано влиянием процесса заплеска воды на стенку, при больших x — влиянием ондуляций. Можно ожидать, что даже при наличии сильных ондуляций отношение c/V_* не превышает 1,3.

Функции $Z(x/l)$ на рис. 3,б соответствуют кривым спада для невозмущенного течения. Следует отметить, что при выбранном направлении оси x , противоположном основному течению (см. рис. 1), эти функции являются зеркальным отражением реальных кривых спада. Видно, что нормировка h на h_* и x на l не приводит к универсальности обсуждаемых функций. Для определения оптимальных способов нормировки требуется дополнительная экспериментальная информация.

Указанная нормировка близка к оптимальной для высоты бора, что следует из зависимости, представленной точками A на рис. 3,б. Так же как и скорость распространения, безразмерная высота бора постоянна в некотором диапазоне Π_1 и x , причем значение постоянной близко к единице. Для высоты бора разброс экспериментальных точек несколько больше, чем для скорости распространения. При малых x имеют место отклонения от обсуждаемой закономерности из-за влияния заплеска на стенку.

На рис. 4 приведена зависимость высоты заплеска от поперечной координаты y при различных значениях параметра Π_1 . Эти данные целесообразно рассматривать вместе с

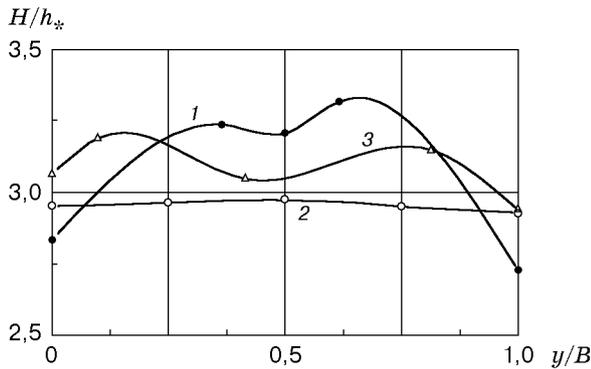


Рис. 4. Типичные профили высоты заплеска: 1 — $\Pi_1 = 0,174$, 2 — $\Pi_1 = 0,665$, 3 — $\Pi_1 = 1,31$

зависимостью средней высоты заплеска $\langle H \rangle$ от Π_1 , приведенной на рис. 5. Экспериментальные точки 1–3 на рис. 5 соответствуют кривым с теми же номерами на рис. 4. Значения $\langle H \rangle$ получены осреднением H по y . Экспериментальные данные на рис. 4, 5 показывают, что существует диапазон значений параметра Π_1 , в котором H равномерно распределено по y , а $\langle H \rangle/h_* = \text{const} = 3$. При малых и больших значениях Π_1 имели место отклонения от этой зависимости. При малых Π_1 проявлялось влияние боковых стенок канала. При больших Π_1 нарушалась сплошность жидкости в поднимающейся по стенке струе.

Для адекватного математического моделирования рассматриваемой задачи большое значение имеет информация о внутренней структуре течения. Часть экспериментальных данных, полученных в опытах, приведена в [9]. Эти данные показывают, что бор, распространяющийся по встречному течению, порождает сильное расслоение по скорости движения частиц жидкости. У дна формируется толстый пограничный слой заторможенной жидкости, а у свободной поверхности образуются крупные вихри. В средней по высоте части потока распространяется извилистая струя. При распространении бора по покоящейся жидкости структура течения проще [9].

В [9] приведены фотографии только головной части бора. В рассматриваемой задаче после перекрытия потока в канал продолжала поступать жидкость с расходом Q , уровень свободной поверхности за передним фронтом бора непрерывно возрастал, и формировалась кривая спада в направлении, противоположном имевшему место в невозмущенном состоянии. В результате внутренняя структура течения оставалась сложной и на больших расстояниях от переднего фронта (рис. 6). Вертикальные белые линии на фотографии — масштабная сетка на внутренней поверхности боковой стенки канала. Левая линия соответствует расстоянию от щита $x = 70$ см. Глубина невозмущенного течения составляла здесь 3,4 см. Расстояние между масштабными линиями равно 10 см. Время выдержки при съемке равнялось 1 с. В начале съемки передний фронт волны находился в окрестности $x = 160$ см, в конце — в окрестности $x = 200$ см. На этом участке процесс обрушения переднего фронта заканчивался. Профиль свободной поверхности за бором был близок к представленному на рис. 2 (кривая 3).

На рис. 6 видно, что на больших расстояниях за передним фронтом бора формируются упорядоченные вихревые структуры. В отличие от головной части бора здесь вихри рас-

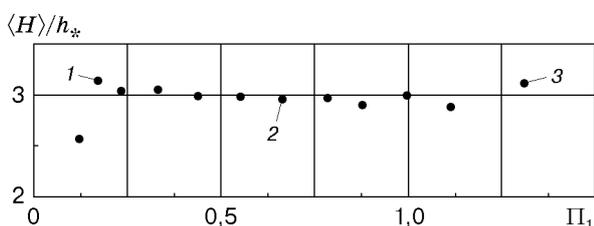


Рис. 5. Зависимость средней высоты заплеска от Π_1 (номера выделенных точек соответствуют номерам профилей на рис. 4)

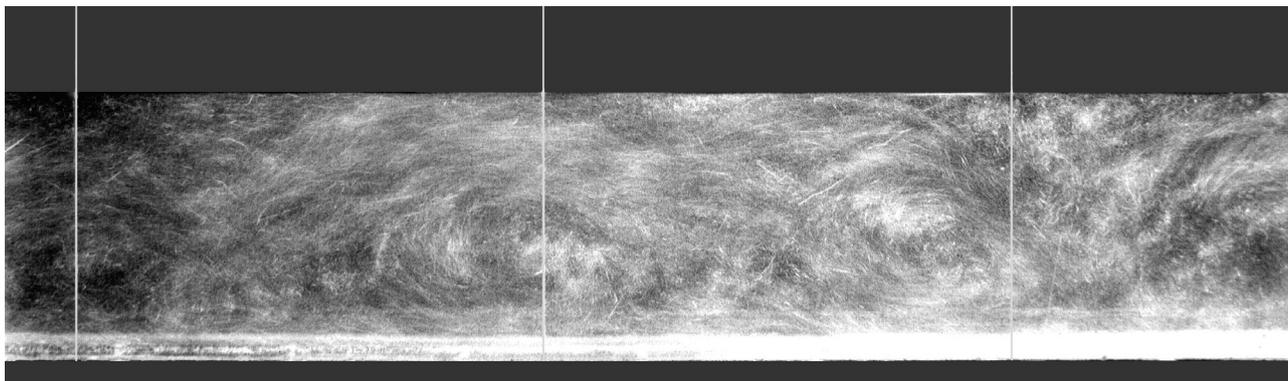


Рис. 6. Структура течения на большом удалении от фронта бора ($\Pi_1 = 0,235$)

полагаются в средней по высоте части потока. Это обусловлено глобальной циркулирующей жидкости между головной частью бора и щитом, поскольку через передний фронт бора непрерывно поступала жидкость с постоянным расходом Q , а расход через щит равнялся нулю. Возвратное течение от щита к фронту бора сосредоточено в тонком слое у свободной поверхности. Пограничный слой у дна более тонкий, чем в головной части бора.

В заключение следует отметить, что рассматриваемая задача может использоваться для тестирования и развития математических моделей, способных описывать процессы с четко выраженными детерминированными и случайными свойствами. В теории турбулентности уделялось много внимания когерентным (детерминированным) структурам, подобным приведенным на рис. 6 (см., например, [10]). В последнее время в теории волн также предложен ряд математических моделей для описания рассматриваемых процессов. В таких моделях должно учитываться расслоение по скорости движения частиц жидкости. При использовании теории мелкой воды в стандартных лагранжевых приближениях [11] вертикальный профиль скорости аппроксимируется полиномами, поэтому требуется много членов ряда для описания течений с вихрями и струями. Проще выполнять расчет на основе уравнений Эйлера или Навье — Стокса, тем более что существуют соответствующие алгоритмы (см., например, [12]). Однако аналитические исследования общих свойств течений на основе таких численных экспериментов затруднены. По информативности они уступают физическому эксперименту, так как имеют ограниченную область применимости по параметрам задачи.

Новые направления в теории волн на мелкой воде (см., например, [13–15]) позволяют выполнять аналитические исследования, что достигается за счет нестандартных способов учета негидростатичности распределения давления по вертикали [13] или завихренности [14, 15]. Приведенные экспериментальные данные позволяют тестировать эти модели не только по таким характеристикам, как форма, скорость распространения и высота бора, но и по внутренней структуре течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стокер Дж. Дж. Волны на воде. Математическая теория и приложения. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
2. Tsuji J., Januma T., Murata I. Tsunami accending in rivers as an undular bore // Natur. Hazards. 1991. V. 4, N 2/3. P. 257.
3. Киселев П. Г. Справочник по гидравлическим расчетам. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1957.
4. Ven Te Show. Open-channel hydraulics. N. Y. etc.: Mc Graw Hill Book Co., 1959.

5. **Букреев В. И.** О корреляции между теоретическими и экспериментальными уединенными волнами // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 3. С. 44–52.
6. **Longuet-Higgins M. S., Fenton J. D.** On the mass, momentum, energy and circulation of a solitary wave. 2 // Proc. Roy. Soc. London. 1974. V. A340. P. 471–493.
7. **Amick C. J., Toland J. F.** On solitary water-waves of finite amplitude // Arch. Rational Mech. Anal. 1981. V. 76, N 1. P. 9–95.
8. **Букреев В. И., Гусев А. В.** Волны в канале впереди вертикальной пластины // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1999. № 1. С. 82–90.
9. **Букреев В. И.** Ондюлярный бор на встречном течении // Докл. РАН. 2000. Т. 373, № 6. С. 759–761.
10. **Aref H.** Integrable, chaotic and turbulent vortex motion in two-dimensional flows // Annu. Rev. Fluid Mech. 1983. V. 15. P. 345–389.
11. **Овсянников Л. В., Макаренко Н. И., Налимов В. И. и др.** Нелинейные проблемы теории поверхностных и внутренних волн. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985.
12. **Lemos C. M.** Higher-order schemes for free surface flows with arbitrary configurations // Intern. J. Numer. Methods Fluids. 1996. V. 23, N 6. P. 545–566.
13. **Ляпидевский В. Ю.** Уравнения мелкой воды с дисперсией. Гиперболическая модель // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 2. С. 40–46.
14. **Benjamin T. V.** The solitary wave on a stream with an arbitrary distribution of vorticity // J. Fluid Mech. 1962. V. 12, pt 1. P. 97–116.
15. **Тещуков В. М.** Нестационарное взаимодействие равномерно завихренных потоков // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 5. С. 55–66.

*Поступила в редакцию 14/III 2000 г.,
в окончательном варианте — 6/VII 2000 г.*
