

УДК 532.543

ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ПРЕГРАДУ С ОПРОКИДЫВАНИЕМ ФРОНТА ВОЛНЫ

БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ О. М., БУРЫНИН Е. Е., ГУЦИН В. А.,
КОНЫШИН В. Н., КРАСНИКОВ Ю. Г., УРАКОВ П. Я.

Явление опрокидывания поверхностных гравитационных волн на море в прибрежной зоне имеет много общего со стационарным гидравлическим прыжком. При опрокидывании поверхностных волн образуется вихрь, скатывающийся по переднему склону волны, как и в случае образования гидравлического прыжка. К настоящему времени предложен ряд теоретических моделей течения для области опрокидывания фронта волны. Многие из этих работ обсуждаются в [1, 2]. Однако вопросы зарождения, динамики вихря и его влияния на течение остаются открытыми. С целью более подробного исследования этих вопросов ниже представлены результаты численного и экспериментального моделирования гидравлического прыжка. Результаты численных расчетов формы свободной поверхности и профилей скорости в различных сечениях достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

1. Экспериментальная установка для исследования гидравлического прыжка представляет собой прямоугольный канал размером 50×150 см, на дне которого устанавливается пологое препятствие. Входное сечение проточной части выполнено в виде водослива. Имеется возможность изменять угол наклона проточной части, что позволяет регулировать скорость набегающего на преграду потока жидкости. Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 1: 1 – ресивер, 2 – сетка, 3 – проточная часть, 4 – преграда, 5 – ходовой винт.

Меняя величину расхода жидкости, угол наклона проточной части и высоту преграды, можно получать различные режимы стационарного течения. Измерения проводились для чисел Фруда Fr от 1 до 2,3, где $Fr = U_0 / \sqrt{gH_0}$, U_0 – средняя по глубине скорость набегающего потока, H_0 – его глубина (см. фиг. 1), g – ускорение свободного падения (U_0 , H_0 выбраны в качестве характерной скорости и длины). Положение остановившегося гидравлического прыжка фиксировалось изменением угла наклона проточной части.

Проводились измерения скорости в различных сечениях, включая и область опрокидывания. Замерялась форма свободной поверхности. Для измерения скорости использовалась трубка полного давления. При значениях $Fr \approx 1,7$ наблюдалось появление воздушной фазы. В области течения у свободной поверхности, заполненной водовоздушной смесью, размеры которой зависят от числа Фруда набегающего потока, точные измерения скорости представляют проблему, не решенную по настоящее время. Измерение скорости трубкой полного давления возможно лишь до момента попадания в трубку воздушных пузырей.

Экспериментальные значения скорости в нижней части течения, где концентрация воздушных пузырей незначительна, могут быть достаточно точно получены в результате многократных измерений. В области вихря, там где это возможно, значения скорости получаются трубкой полного давления, установленной в направлении по набегающему потоку. Значение скорости считается нулевым, если трубка полного давления показывает отсутствие скорости в положении как против потока, так и по потоку. Существующие беспорядочно меняющиеся по времени пульсации в точке, где вихрь сталкивается с набегающим потоком, не влияют на величину скорости в пределах погрешности измерений.

2. При численном моделировании рассматривается двумерное нестационарное движение несжимаемой невязкой жидкости со свободной поверхностью (фиг. 2). Пусть $\eta(x, t)$ – отклонение свободной поверхности от уровня $y=0$. Дно расположено на глубине $y = -H(x)$ и представляет собой твердую непроницаемую поверхность. Решается следующая задача:

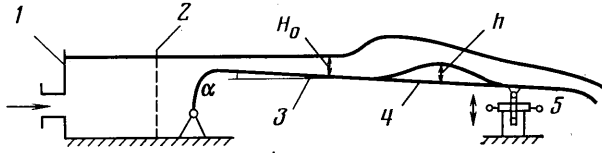
$$V_t + (\nabla \nabla) V + \nabla P = - \frac{1}{Fr^2} \frac{g}{|g|}$$

$$\nabla V=0$$

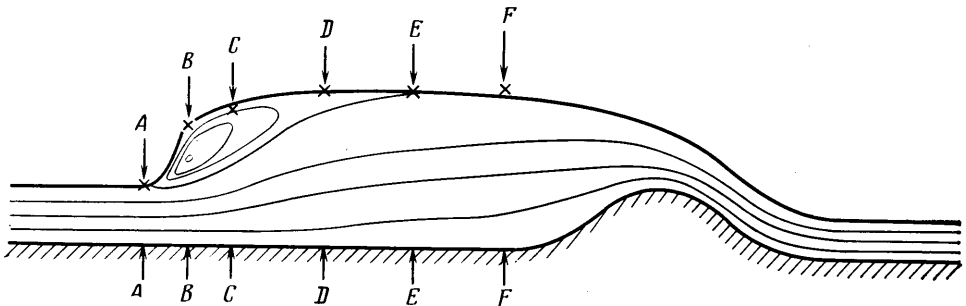
$$y=\eta(x, t): \eta_t+u\eta_x-v=0, P=0$$

$$y=-H(x): (\mathbf{Vn})=0$$

где \mathbf{V} — вектор скорости с составляющими u, v вдоль осей x и y соответственно; P — давление; \mathbf{n} — нормаль к твердой поверхности.



Фиг. 1



Фиг. 2

Основная трудность, возникающая при численном решении задач со свободной поверхностью, заключается в том, что приходится проводить расчет в областях сложной формы с изменяющейся во времени конфигурацией. Для преодоления этой трудности предлагается применять совместный лагранжево-эйлеров подход, использующий подвижную расчетную сетку [3]. Преобразование

$$x=x, \quad \xi = \frac{y+H}{\eta+H}, \quad t=t$$

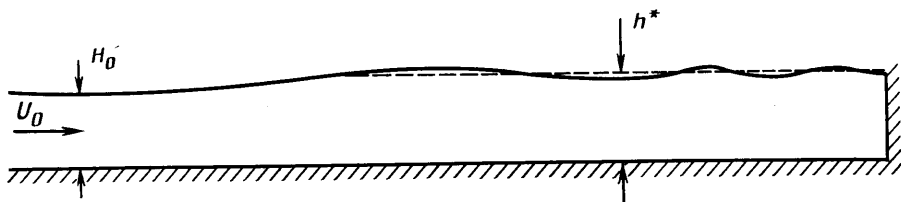
в произвольный момент времени отображает расчетную область на прямоугольник в плоскости (x, ξ) .

При этом уравнения гидродинамики существенно усложняются, но расчет проводится в области простой формы. Для решения описанной выше задачи используется одна из схем метода расщепления по физическим факторам [4].

Для апробации данного метода был выполнен расчет тестовой задачи (см. фиг. 3). Слой невязкой жидкости единичной толщины $H_0=1$ движется с единичной скоростью $U_0=1$ слева направо вдоль твердой непроницаемой поверхности. В некоторый момент времени $t=0$ на пути потока помещается вертикальная стенка, после чего возмущение движется навстречу потоку. Профиль свободной поверхности за скачком представляет собой волнистую поверхность, амплитуда колебаний которой затухает по мере удаления от скачка. Эти колебания совершаются около некоторого среднего уровня h^* , величина которого может быть оценена теоретически [5]. Для числа $Fr=5$, что соответствует числу Фруда 1,156, вычисленному по скорости движения фронта прыжка относительно набегающего потока, за скачком будет $h^*=1,2093$.

Эта задача решалась, в частности, методом жидкостных объемов [6]. Точность получения средней глубины жидкости за скачком определяется главным образом точностью выполнения законов сохранения массы и количества движения на разностной сетке. Особенно важным при этом является аккуратность проведения расчета вблизи свободной поверхности.

Расчеты методом жидкостных объемов [6] на разностных сетках 20×8 и 60×12 узлов дали значения h^* , равные 1,201 и 1,203, методом расщепления — 1,2066 и 1,2089 соответственно, что лучше согласуется с теоретическим значением. Проведенные методические расчеты позволяют надеяться на получение достаточно точных и надежных результатов при численном моделировании течений со свободной поверхностью данным методом.



Фиг. 3

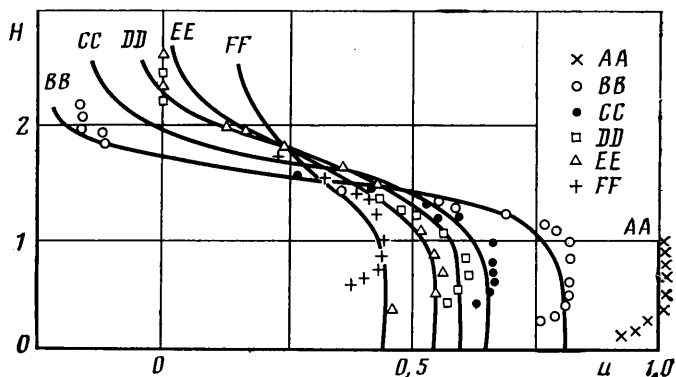
3. Экспериментальные исследования позволяют наблюдать полную картину опрокидывающегося фронта волны. Но так как исследуемый процесс происходит в течение очень короткого промежутка времени, то тщательные измерения удается провести лишь после того, как гидравлический прыжок остановлен и получена стационарная картина течения. Стационарное течение может быть смоделировано также и численно. Стационарный гидравлический прыжок, удобный для изучения, реализуется при следующих параметрах течения: число Фруда набегающего потока $Fr=2,2$, угол наклона проточной части $\alpha=1,5^\circ$, безразмерная высота преграды $h/H_0=1,4$. В численном расчете в качестве начальных данных выбирается течение слоя жидкости постоянной глубины со скоростью набегающего потока.

В результате интегрирования по времени уравнений гидродинамики наблюдается следующий процесс опрокидывания фронта волны. Высота гидравлического прыжка растет, его вершина смещается вверх по потоку относительно максимальной высоты преграды. Профиль горизонтальной составляющей вектора скорости изменяется таким образом, что скорость вблизи свободной поверхности все время уменьшается. Начало опрокидывания характеризуется следующими признаками: в точке максимального подъема скорость падает до нуля и нарушается гладкость свободной поверхности — появляется излом ее образующей. С этого момента времени начинается образование возвратно-циркуляционной зоны, т. е. вихря. По мере движения вихря навстречу набегающему потоку размер его растет, достигая своего максимального значения. В то же время максимальный подъем жидкости уменьшается. В дальнейшем скорость движения вихря падает и в некоторый момент времени он останавливается.

Общая картина течения представлена на фиг. 2, где приведены линии тока, полученные в результате численного моделирования. Для сравнения на свободной поверхности крестиками отмечены точки, соответствующие экспериментальным данным. Профили свободной поверхности, полученные численно и экспериментально, практически совпадают. Высота прыжка, полученная численно и экспериментально, оказывается равной $1,7H_0$, что достаточно хорошо согласуется с теоретическим значением $1,65H_0$ [5].

На фиг. 4 приведены профили продольной составляющей вектора скорости в различных сечениях. Сечение AA соответствует набегающему

потоку. Как следует из результатов эксперимента, в указанном интервале чисел Фруда влияние вязкости у дна приводит к появлению пограничного слоя, который тем не менее отделен от области опрокидывания потенциальным течением. Наличие потенциального течения позволяет исключить влияние вязкости на область опрокидывания. Измерения продольной составляющей вектора скорости течения показали наличие обратных токов в приповерхностном слое зоны опрокидывания (сечения BB , CC , DD) и



Фиг. 4

их отсутствие вне его (сечения EE , FF). На фиг. 4 сплошными линиями изображены результаты численного расчета при указанных выше параметрах течения в тех же сечениях, где проводилось экспериментальное измерение профилей скорости (см. фиг. 2). Отметим, что вне зоны пограничного слоя совпадение результатов достаточно хорошее. Максимальное различие не превосходит 7%, что лежит в пределах точности лабораторного эксперимента и численного расчета.

Описанный выше экспериментальный подход позволил получить возвратно-циркуляционную зону, удобную для наблюдения и измерений. Кроме того, впервые предпринята попытка изучить структуру течения с опрокидыванием путем численного моделирования соответствующего процесса. Это дало возможность детально изучить структуру течения, проследить динамику опрокидывания фронта волны и тем самым дополнить экспериментальные результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Longuet-Higgins M. S. The Unsolved Problem of breaking waves.— Proc. 17th Coastal Engineering Conf. Sydney, 1980, v. 1, p. 1–29.
2. Madsen P. A., Svendsen I. A. Turbulent bores and hydraulic jumps.— J. Fluid Mech., 1983, v. 129, p. 1–25.
3. Гуцин В. А., Коньшин В. Н. Численное моделирование течений со свободной поверхностью.— В кн.: Аэрофизика и прикладная математика. М.: МФТИ, 1981, с. 124–126.
4. Белоцерковский О. М., Гуцин В. А., Щенников В. В. Метод расщепления в применении к решению задач динамики вязкой несжимаемой жидкости.— Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1975, т. 15, № 1, с. 197–207.
5. Стокер Дж. Дж. Волны на воде. Математическая теория и приложения. М.: Изд-во иностр. лит., 1959, 617 с.
6. Hirt C. W., Nichols B. D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries.— J. Comput. phys., 1981, v. 39, № 1, p. 201–225.

Москва

Поступила в редакцию
9.I.1984