



Тематический выпуск

СОДЕРЖАНИЕ

Волны-убийцы в океане (<i>Предисловие</i>)	4
Статьи	
<i>Физические и численные модели больших волн</i>	
<i>Чаликов Д.В.</i> Портрет волны-убийцы	5
<i>Шамин Р.В.</i> Моделирование волн-убийц на основе эволюционных дифференциальных включений	14
<i>Слюняев А.В., Сергеева А.В.</i> Численное моделирование и анализ пространственно-временных полей аномальных морских волн	24
<i>Бадулин С.И.</i> Трехмерные волны-убийцы. Еще раз о Новогодней волне	37
<i>Кузнецов С., Сапрыкина Я.</i> Экспериментальные исследования возникновения волн-убийц при эволюции узкого спектра крутых волн	52
<i>Захаров В.Е., Дьяченко А.И.</i> Вычислительные эксперименты и волны-убийцы	64
<i>Шургалина Е.Г., Пелиновский Е.Н.</i> Проявление аномально больших волн зыби на фоне слабого ветрового волнения	77
<i>Диденкулова И.И., Пелиновский Е.Н., Родин А.А.</i> Формирование экстремальных волн на мелкой воде с учетом обрушения	89
Из истории науки	
<i>Смирнов В.Г.</i> Ф.П. Литке, Э.Х. Ленц и исследование приливов.....	99
Конференции	106
Хроника	113
Правила представления материалов в редакцию.....	115

CONTENTS

Articles

Physical and Numerical Models of Giant Waves

- Chalikov D.V.* The Portrait of Freak Wave 5

The methods of extreme waves modeling are discussed. The exact one-dimensional model for potential waves is used for simulation of extreme wave up to onset of breaking. The evolution of wave shape and its energy are represented. The destroying properties of wave are discussed.

Key words: conformal mapping, numerical modeling, surface waves, extreme waves, waves-killers.

- Shamin R.V.* Modeling of Rogue Waves on the Basis of Evolutionary Differential Inclusions 14

Evolutionary differential inclusions as generalization of the dynamic equations describing superficial waves on water are considered. The correctness of approximation of the initial equations by means of differential inclusions is shown. Application of differential inclusions as methods of data of the initial equations to systems of the ordinary differential equations, and also applications of the received disperse dynamic systems for a substantiation of computing experiments is shown.

Key words: rogue waves, differential inclusions, dynamic systems.

- Slunyaev A.V., Sergeeva A.V.* Numerical Simulations and Analysis of Spatio-Temporal Fields of Rogue Waves 24

The approach to generation by virtue of numerical simulations and analysis of realistic strongly nonlinear gravity wave fields is given. The waves are represented by temporal-spatial surface elevation fields. The obtained information is used with the purpose of building up spatial and temporal sequences of surface elevation, study of the spatio-temporal nonlinear wave dynamics, detailed analysis of rogue events and their evolution. The paper reports on preliminary results of the wave processing, which emphasize the rich variety of rogue wave shapes observed in the numerical simulations.

Key words: rogue waves, freak waves, sea surface waves, numerical simulations.

- Badulin S.I., Ivonin D.V.* Three-Dimensional Freak Waves. Once More on New Year Wave 37

The simplest weakly nonlinear models of three-dimensional water waves are presented. The spatio-temporal spectral estimates of the New Year Wave record show a pronounced effect of the harmonic $f_{3/2} = 3/2 f_m$, f_m – spectral peak frequency) that corresponds to the maximum of five-wave instability and a harmonic with an intermediate frequency that can be related to the well-known modulational four-wave instability. The results are discussed in the context of possible scenarios of freak wave occurrence.

Key words: freak waves, wind-driven waves, modulational instability, resonant interactions.

- Kuznetsov S.Yu., Saprykina Ya.V.* Experimental Investigations of Freak Waves Arising During the Evolution of Narrow Spectrum of Steep Waves 52

Process of freak waves formation as a result of transformation of initial narrow wave spectrum considered on the base of laboratory experiments. It is demonstrated that downshifting of spectral maximum occurs during the propagation of steep initially monochromatic and bichromatic waves. This downshifting is the main reason of variability of amplitude-frequency contents of individual waves and, as sequence, the freak wave's formation. In paper is considered how the evolution of spectrum depends on initial steepness of waves and spectral wideness.

Key words: freak waves, modulation instability, wave group structure, discrete frequency downshifting.

Zakharov V.E., Dyachenko A.I. Numerical Experiments and Freak Waves

64

In the article the problem of appearance of freak wave at the surface of deep water is considered. Two analytical models are proposed for two-dimensional ideal fluid. The first model is based on the conformal mapping in the exact Euler equations of the domain occupied by the fluid to the lower half-plane. In the second model canonical transformation is applied for approximate Hamiltonian. Simple nonlinear equation for normal canonical variable is derived as the result. Numerical experiments are performed to simulate freak wave formations for both models.

Key words: freak waves, free-surface hydrodynamics, conformal mapping, Zakharov's equation, numerical simulation.

Shurgalina E., Pelinovsky E. Development of Freak Swell Wave in a Weak Wave Field

77

Interference of unidirectional swell and wind waves in deep water in frameworks of linear potential theory is considered. Wind waves are described by Pierson–Moskowitz spectrum, and swell – by the frequency-modulated wave packet. It is noticed that in case of a variable wind in a storm area the swell waves can be focused on some distance from the origin area, forming abnormal big waves («freak waves»). A visibility of the freak wave swell of different shapes in wind wave field is examined.

Key words: water waves, wind waves, freak waves, dispersive focusing, life-time of freak waves.

Didenkulova I., Pelinovsky E., Rodin A. Formation of Shallow Water Rogue Waves Taking into Account Wave Breaking Effects

89

Formation of extreme waves (rogue waves) in a basin of constant depth is studied in the framework of nonlinear shallow water theory. It is shown that unidirectional propagation of non-breaking waves does not lead to the increase in the probability of rogue wave occurrence, though the wave field deviates from Gaussian. Wave breaking effects do not influence on this result, although in the case of large-amplitude waves the reflected wave appears and in the case of irregular wave field it may contribute to the formation of rogue wave as the result of wave collision. At the same time the collision of long irregular waves with a smooth profile and wave collision with a vertical wall increases the probability of rogue wave occurrence. The contribution of the wave breaking in this case is studied for different scenarios of wave collision for waves of different amplitudes.

Key words: water waves, long waves, nonlinear waves, rogue waves, wave breaking.

Волны-убийцы в океане

Настоящий специальный выпуск журнала «Фундаментальная и прикладная гидрофизика» является продолжением предыдущего выпуска (т.4, № 4), посвященного теме «Волны-убийцы в морях и океанах». Если в первом выпуске были собраны экспериментальные и «наблюдательные» статьи, то во втором обсуждаются теоретические проблемы описания физических механизмов появления волн-убийц, их численного и лабораторного моделирования, статистических свойств. Напомним читателям, что под волнами-убийцами в настоящее время понимаются неожиданно возникающие на короткое время аномально большие волны, высота которых превышает значительную высоту ветрового волнения в два раза и более. Пока еще не совсем ясно, являются ли они частью экстремальных волн, всегда изучаемых в океанологии (под последними в теории обычно понимались волны большой амплитуды, в статистическом смысле описываемые теми же закономерностями, что и более слабые волны), или же это новый класс волновых движений, не имеющий аналога в ансамбле ветровых волн. Собранные здесь статьи демонстрируют различные подходы к описанию феномена «волны-убийцы», и полученные результаты позволяют существенно продвинуться в понимании этих волн, их свойств и статистики. В большинстве случаев для численного моделирования аномально больших волн используются сильнонелинейные физические модели ветровых волн, основанные на уравнениях Эйлера, что позволило описать волны большой амплитуды вплоть до их обрушения. Данные лабораторного моделирования и наблюдений волн-убийц в натуральных условиях активно используются как для тестирования численных моделей, так и для интерпретации реальных данных, что абсолютно необходимо для понимания природы описываемых волн.

Выпуск специальных номеров журнала «Фундаментальная и прикладная гидрофизика» с участием авторов, работающих как в России, так и за рубежом, является первым в русскоязычной литературе изданием, специально посвященным феномену волн-убийц в морях и океанах.

Е.Н. Пелиновский, А.В. Слюняев

УДК 551.466.6

© И.И. Диденкулова^{1,2,3}, Е.Н. Пелиновский^{3,4}, А.А. Родин^{1,2}, 2012¹ Нижегородский государственный технический университет² Институт кибернетики, Таллинский технологический университет, Таллин, Эстония³ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород⁴ Высшая школа экономики, Нижегородский филиал

dii@hydro.appl.sci-nnov.ru

ФОРМИРОВАНИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ВОЛН НА МЕЛКОЙ ВОДЕ С УЧЕТОМ ОБРУШЕНИЯ

В рамках нелинейной теории мелкой воды изучается формирование экстремальных волн (волн-убийц) в бассейне постоянной глубины. Показано, что в случае однонаправленного распространения необрушенных волн волновое поле перестает быть гауссовым, но вероятность появления больших волн при этом не возрастает. Обрушение волн также не приводит к появлению аномально больших волн, однако в случае волн большой амплитуды оно вызывает появление отраженной волны, которая может внести свой вклад в образование волн-убийц при встречном взаимодействии. В то же время при встречном распространении длинных нерегулярных волн с гладким профилем вероятность появления больших гребней возрастает. Вклад обрушения в этом случае изучен для различных сценариев встречного взаимодействия регулярных обрушенных волн различной амплитуды.

Ключевые слова: волны на воде, длинные волны, нелинейные волны, волны-убийцы, обрушение.

Волны-убийцы на поверхности моря за последние 10 лет стали предметом серьезного исследования в гидрофизике с применением методов нелинейной теории волн. При этом обычно учитываются два главных фактора эволюции морских волн: дисперсия, связанная с разностью в скоростях распространения отдельных спектральных компонент, и нелинейность, приводящая к асимметрии формы волны и изменению скорости ее распространения. Существующие механизмы формирования волн-убийц под воздействием нелинейности и дисперсии суммированы в недавних книгах и обзорах [1–4]. Особенно существенна дисперсия для волн в открытом океане, где значение фазовой и групповой скоростей отличается в 2 раза. Между тем, как показывает анализ наблюдаемых данных [5], большинство аварий и столкновений с волнами-убийцами происходит как раз в прибрежной зоне: в мелководной части океана и на берегу. Так, за 5 лет с 2006 по 2010 г. 50 % всех аварий, вызванных волнами-убийцами, произошло на берегу, 38.5 % – на мелководье и только 11.5 % – в глубоководной части океана и открытом море. Ущерб, вызванный такими столкновениями, также особенно значителен именно в прибрежной зоне. В частности, из 131 смертного случая, вызванного волнами-убийцами, 79 произошли на мелководье и 46 – на берегу.

Отметим, что на мелкой воде роль дисперсии ослабевает, и она проявляется только на достаточно протяженных шельфах. Основной моделью в этом случае является теория слабонелинейных волн, представленная известным уравнением Кортевега-де Вриза, в рамках которого показано, что нерегулярное волнение становится негауссовым и вероятность появления волн большой амплитуды возрастает [6, 7]. Вблизи же берега дисперсия становится совсем малой и ею можно пренебречь, в то время как нелинейность, наоборот, растет и приводит к наблюдаемому обрушению волн. Эти эффекты хорошо описываются в рамках нелинейной теории мелкой воды, которая активно применяется для решения практических задач прибрежной океанографии и морской гидротехники [8–10].

Исследование же процессов, ведущих к появлению волн-убийц в рамках теории мелкой воды, начато совсем недавно, причем только для необрушенных волн [11–13]. Целью данной статьи является обсуждение основных сценариев взаимодействия длинных волн, которые могут привести к появлению волн-убийц на мелкой воде с учетом эффектов сильной нелинейности и обрушения.

Теоретическая модель. В качестве теоретической модели будем использовать нелинейную теорию мелкой воды в бассейне постоянной глубины:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(Hu) = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial H}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

где $H(x, t) = h + \eta(x, t)$ и $u(x, t)$ – толщина и скорость водного потока соответственно; h – постоянная глубина бассейна; g – гравитационная постоянная; $\eta(x, t)$ – смещение водной поверхности.

Однонаправленное взаимодействие длинных волн с гладким профилем. Поскольку в бегущей волне существует однозначная связь между скоростью и смещением, то порядок системы (1) может быть понижен [14, 15]:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + V(\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0; \quad (2)$$

V – нелинейная скорость распространения различных участков волнового профиля:

$$V(\eta) = 3\sqrt{g(h + \eta)} - 2\sqrt{gh}. \quad (3)$$

В случае граничного условия при $x = x_0$: $\eta(x_0, t) = \eta_0(t)$ решение уравнения (2) имеет вид

$$\eta(x, t) = \eta_0 \left(t - \frac{x - x_0}{V(\eta)} \right) \quad (4)$$

и представляет собой так называемую простую, или риманову, волну [10, 14, 16]. При распространении риманова волна постепенно укрупняется и трансформируется в ударную волну, или бор. Этот процесс также может быть продемонстрирован аналитически, если рассчитать крутизну переднего склона волны, которая представляет собой производную от профиля водной поверхности:

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{-\frac{1}{V} \frac{d\eta_0}{dt}}{1 + (x - x_0) \frac{dV^{-1}}{d\eta} \frac{d\eta_0}{dt}}. \quad (5)$$

Из равенства (5) видно, что крутизна волны становится бесконечной на длине обрушения волны

$$L = \frac{1}{\max \left(-\frac{dV^{-1}}{d\eta} \frac{d\eta_0}{dt} \right)}. \quad (6)$$

Отметим, что нелинейная скорость распространения волн (3) становится отрицательной для волн большой амплитуды и критическая толщина потока, когда $V = 0$, равна [15]:

$$H_{cr} = \frac{4h}{9}. \quad (7)$$

Таким образом, очень глубокая впадина волны начинает двигаться в направлении, противоположном ее основному движению. Этот парадокс может быть разрешен при анализе длины обрушения волны (6). Из выражения (6) видно, что сильнонелинейная волна обрушается вблизи точки $x = x_0$, следовательно, не может быть исследована в рамках исходных уравнений (1), и мы ограничиваем толщину рассматриваемого потока $H > H_{cr}$. Однако, как будет показано ниже, при учете обрушения обозначенный эффект приводит к образованию отраженной волны.

Скорость частиц потока в римановых волнах описывается следующим выражением:

$$u(\eta) = 2\left(\sqrt{g(h+\eta)} - \sqrt{gh}\right), \quad (8)$$

из которого следует, что скорость потока положительна под гребнем волны и отрицательна под впадиной.

Описанный выше подход может быть применен как к детерминистским волнам, так и случайному полю [17, 18]. В этом случае поведение таких характеристик волнового поля, как длина обрушения, интенсивность основной гармоники, субгармоник и др., могут быть изучены статистически. Некоторые аналитические результаты для случайного поля римановых волн были получены в работе [17]. В частности, если поле падающих волн представляет собой случайный стационарный процесс, то его вероятностное распределение не меняется с расстоянием. Конечно, этот результат получен в приближении необрушенных волн, и обрушение волн может его изменить.

Довольно часто для описания случайного поля используется гауссово распределение. При этом в случае слабонелинейных волн смещение водной поверхности и скорость волнового потока представляют собой гауссовы процессы, в то время как в случае сильнонелинейных римановых волн, как это следует из (8), их распределения различны, а соответствующие плотности вероятности W связаны следующим соотношением [19]:

$$W(u) = W(\eta) |d\eta/du|. \quad (9)$$

Применительно к образованию экстремальных волн в океане эти результаты означают, что вероятность возникновения волн-убийц в поле римановых волн не меняется с расстоянием и не зависит от нелинейности волн. Подчеркнем еще раз, что данный результат получен аналитически в приближении длинных волн без учета обрушения. Учет обрушения обсуждается в следующем разделе.

Однонаправленное взаимодействие волн с учетом обрушения. Описание процесса обрушения волн даже в рамках теории мелкой воды является трудной математической задачей. Как известно из работы [10], длинная волна большой амплитуды при распространении трансформируется в ударную волну, или бор, в то время как длинные волны малой амплитуды преобразуются в ундулярный (волнистый) бор или последовательность солитонов. В данном разделе мы фокусируем внимание на взаимодействии сильнонелинейных волн большой амплитуды в бассейне постоянной глубины и их последующей трансформации в бор.

Обрушение приводит к диссипации волновой энергии и требует модификации основных уравнений. В простейших случаях, особенно при малых амплитудах, диссипа-

цию параметризуют вязкостью, так называемым Бюргерсовским членом. Для волн большой амплитуды обычно используют другой подход, связанный с записью исходных уравнений в форме законов сохранения, которые справедливы и для обрушенных волн. Этот подход и используется здесь. Он реализован численно с помощью программного комплекса CLAWPACK (www.amath.washington.edu/~claw/), основанного на методе конечных объемов [20, 21].

Если волна имеет достаточно малую амплитуду, то ее эволюция происходит по стандартному сценарию, хорошо известному из нелинейной акустики: импульс трансформируется в ударный, который затухает со временем и растягивается в пространстве [9, 17, 18]. Этот процесс показан на рис. 1 для волны отрицательной полярности в бассейне глубиной 1 м [22]. Фактически такая трансформация может быть описана уравнением Бюргерса. Примечательно, что в рамках этого уравнения может быть изучена и динамика нерегулярных волн, так называемая бюргерсовская турбулентность. При этом волновое поле затухает, оставаясь негауссовым, а вероятность появления больших волн уменьшается [17].

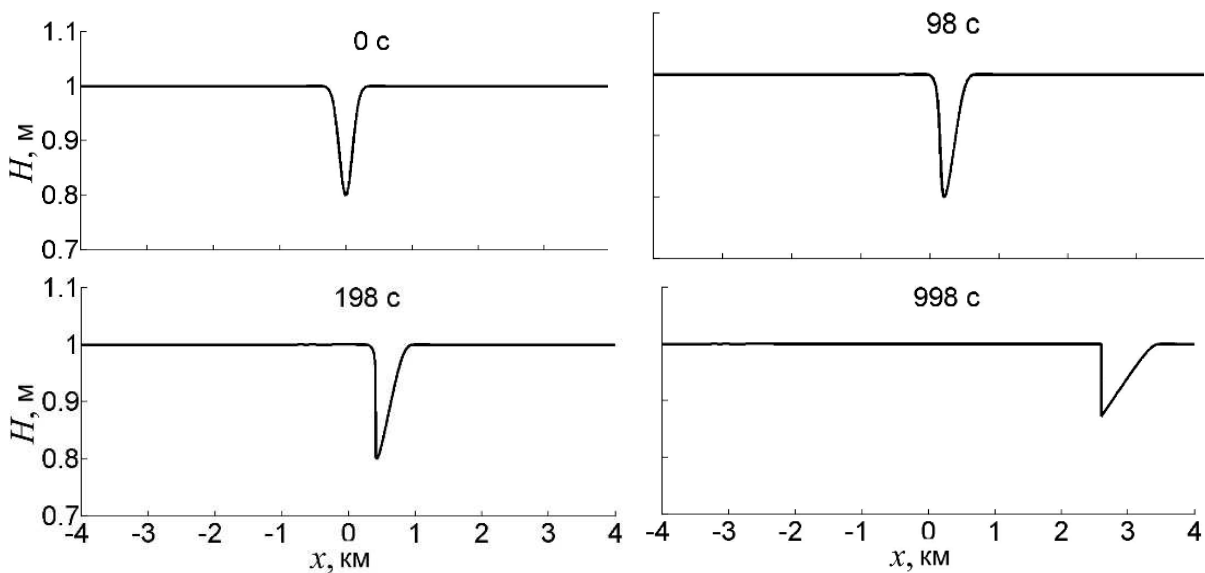


Рис. 1. Формирование ударной волны малой амплитуды с начальной амплитудой волны 0.2 м.

Совершенно неожиданные результаты получаются, если увеличить амплитуду впадины. Здесь при формировании ударного фронта с него срывается вершинка, которая распространяется в противоположную сторону (рис. 2).

Этот процесс также влияет на однонаправленное взаимодействие двух волн (рис. 3). При распространении волны сливаются в один импульс, оставляя за собой отраженные волны, которые в случае случайного поля, в свою очередь, будут взаимодействовать с другими падающими волнами, движущимися во встречном направлении. Уже из продемонстрированного единичного сценария видно, что взаимодействие нерегулярных волн представляет собой сложный процесс, требующий значительных машинных ресурсов для его численного моделирования.

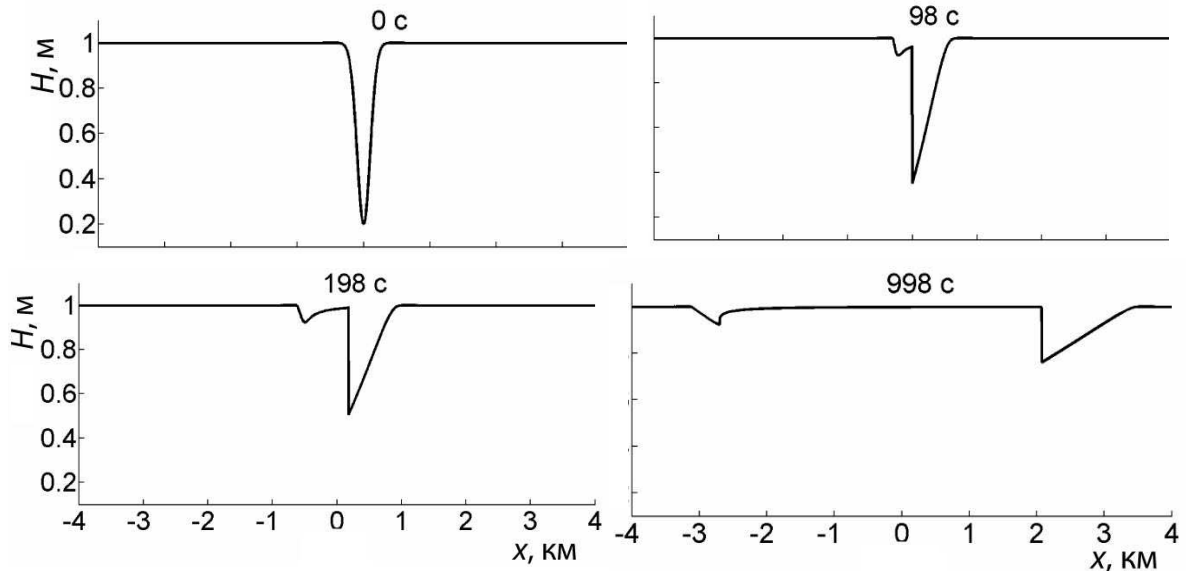


Рис. 2. Эволюция сильнонелинейной ударной волны с начальной амплитудой 0.8 м.

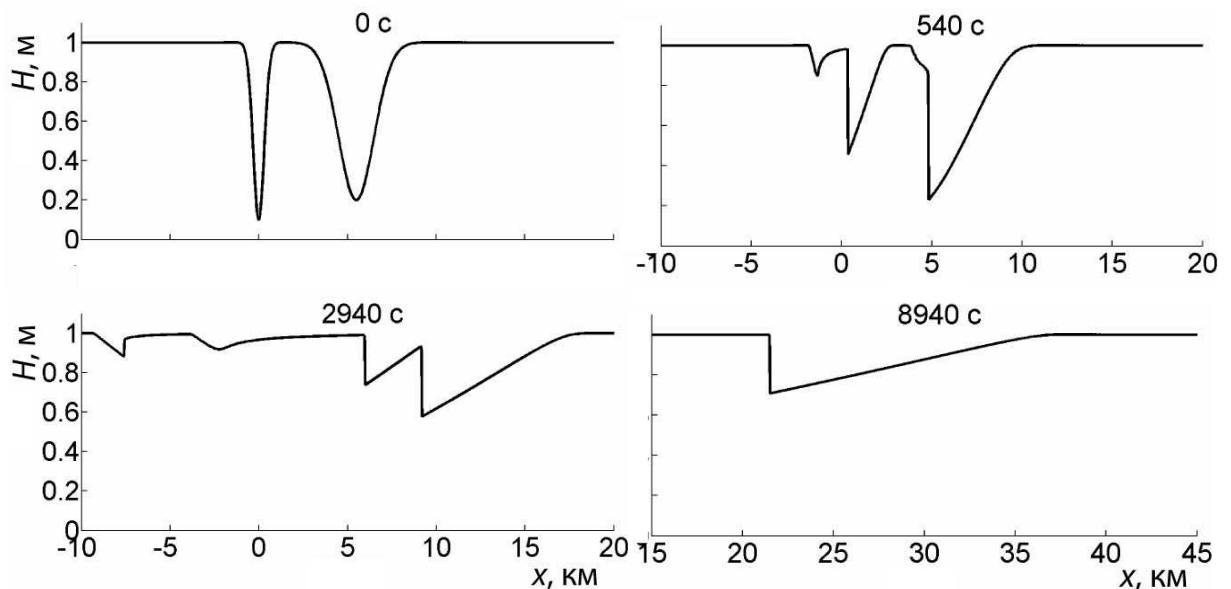


Рис. 3. Однонаправленное взаимодействие двух впадин с начальными амплитудами 0.9, 0.8 м и характерными длинами волн 0.9 и 2.8 км соответственно.

Взаимодействие длинных необрушенных волн со стенкой. Рассмотрим взаимодействие римановой волны со стенкой, что также соответствует встречному взаимодействию двух одинаковых римановых волн. В этом случае система (1) должна решаться с учетом граничного условия непротекания воды через стенку ($x = 0$):

$$u(x = 0, t) = 0. \quad (10)$$

Взаимодействие римановой волны со стенкой в бассейне постоянной глубины подробно описано в [9, 11], поэтому остановимся только на главных результатах, опуская сам вывод. В частности, удастся связать максимальные значения толщины водного потока вдали от берега H_{in} и на стенке H_w :

$$\frac{H_w}{h} = 1 + 4 \left[\frac{H_{in}}{h} - \sqrt{\frac{H_{in}}{h}} \right]. \quad (11)$$

Из этого выражения видно, что высота волны на стенке нелинейно растет с увеличением высоты падающей волны. Динамику взаимодействия слабонелинейной волны высотой 0.2 м с вертикальной стенкой можно наблюдать на рис. 4. В этом случае волна слегка укручается при подходе к стенке и плавно накатывается на нее. Максимальная высота наката при этом составляет 0.42 м, что соответствует оценке, сделанной по формуле (11), и близка к значению, полученному из линейной теории (0.4 м).

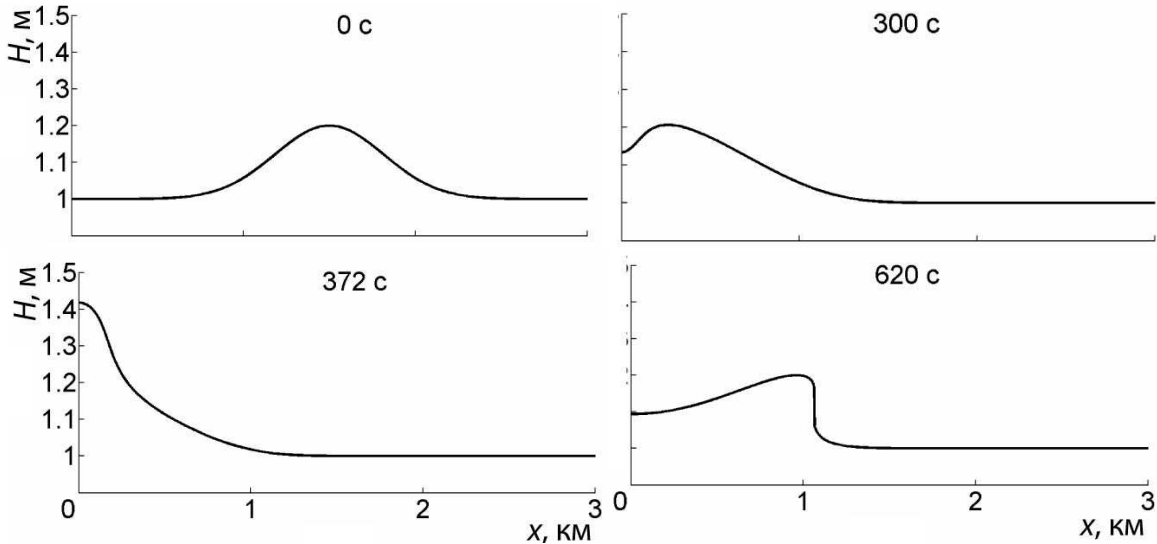


Рис. 4. Взаимодействие со стенкой волны, имеющей начальную высоту 0.2 м.

Поскольку падающая и отраженная волны всегда могут быть разделены в пространстве, то обозначенный подход может быть применен и для случайного поля волн. В этом случае мы сможем описать спектр и функции распределения волнового поля. Используя соотношение (11), можно найти связь между распределениями максимальных значений толщины водного потока в падающей волне $W_{H_{in}}$ и на стенке W_{H_w} [11, 12]:

$$W_{H_w}(H_w) = W_{H_{in}}(H_{in}) \left| \frac{dH_{in}}{dH_w} \right|_{H_{in}(H_w)}. \quad (12)$$

Тогда вероятность превышения уровня воды, отражающая возникновение волнубийц, может быть найдена интегрированием плотности вероятности (12). Если предположить, что H_{in} вдали от берега распределены по Рэлю (т.е. само поле представляет собой гауссов процесс):

$$P(H_{in}) = \exp\left(-\frac{2(H_{in} - h)^2}{A_s^2}\right), \quad (13)$$

где A_s – так называемая значительная амплитуда, определяемая через дисперсию гауссового процесса как 2σ , то соответствующая вероятность превышения уровня воды на стенке может быть рассчитана из (12). Соответствующие ее расчеты представлены на рис. 5 для различных значений параметра $\varepsilon = H_s / h$, где $H_s = 2A_s$ – значительная ампли-

туда волн на стенке, которая, как это следует из линейной теории, в 2 раза превышает соответствующую амплитуду волн вдали от берега.

Из рис. 5 видно, что вероятность образования высоких волн растет с увеличением нелинейности и, следовательно, волны-убийцы возникают чаще вблизи берега, чем в открытом море. Это объясняет большое количество аварий и несчастных случаев, вызванных волнами-убийцами в прибрежной зоне [5].

Еще раз подчеркнем, что данный результат был получен в приближении необрушенных волн с плавным профилем. Учет обрушения в задаче взаимодействия волны со стенкой может быть произведен численно.

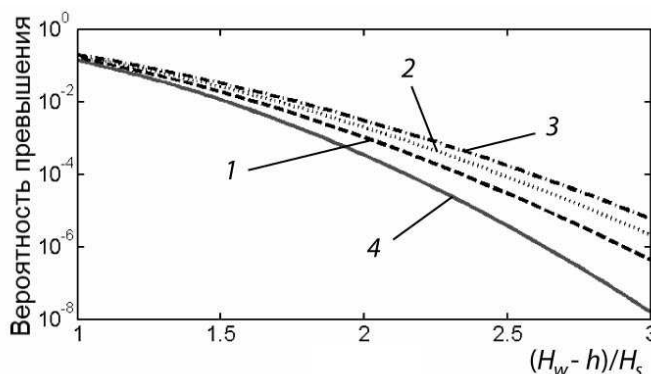


Рис. 5. Вероятность превышения уровня воды на стенке для различных значений параметра. 1 – $\varepsilon = 0.2$; 2 – 0.4; 3 – 0.6; 4 – распределение Релея.

Взаимодействие длинных волн со стенкой с учетом обрушения изучалось численно в бассейне постоянной глубины. Падающая волна имела гауссову форму:

$$H_{in}(x) = h + A \exp\left(-\frac{4(x+x_0)^2}{\lambda^2}\right), \quad u_{in} = 2(\sqrt{gH_{in}} - \sqrt{gh}), \quad (14)$$

где x_0 – положение волны вдали от берега; A и λ – высота и характерная длина волны соответственно. Расчеты выполнены с помощью программного комплекса CLAWPACK.

Пример формирования ударной волны при ее подходе к стенке и взаимодействие обрушенной волны со стенкой, расположенной в $x = 0$, показаны на рис. 6. Начальная высота волны составляла 0.9 м.

Через 612 с сформировавшаяся ударная волна вплотную подошла к стенке (в этот момент ее высота составляла 0.7 м) и ударила о нее с высоким заплеском (636 с), после чего сформировалась отраженная волна в виде прямоугольной ступеньки (780 с), которая при распространении от стенки постепенно затухает, приобретая треугольную форму (1648 с).

Поскольку в наблюдениях волн-убийц на берегу наиболее частым сценарием (64 % общего числа наблюдений) являются именно высокие всплески на отвесных клифах (обрывах, образованных действием прибоя) или береговых стенках [5], то попробуем оценить высоту всплеска, произошедшего при взаимодействии ударной волны со стенкой (636 с на рис. 6).

Как уже говорилось выше, уровень воды на стенке для гладких необрушенных волн может быть вычислен из нелинейной теории мелкой воды по формуле (11). Напомним, что в линейной теории высота волны на стенке равна удвоенной высоте падающей волны, т.е.

$$\frac{H_w}{h} = 2 \frac{H_{in}}{h} - 1. \quad (15)$$

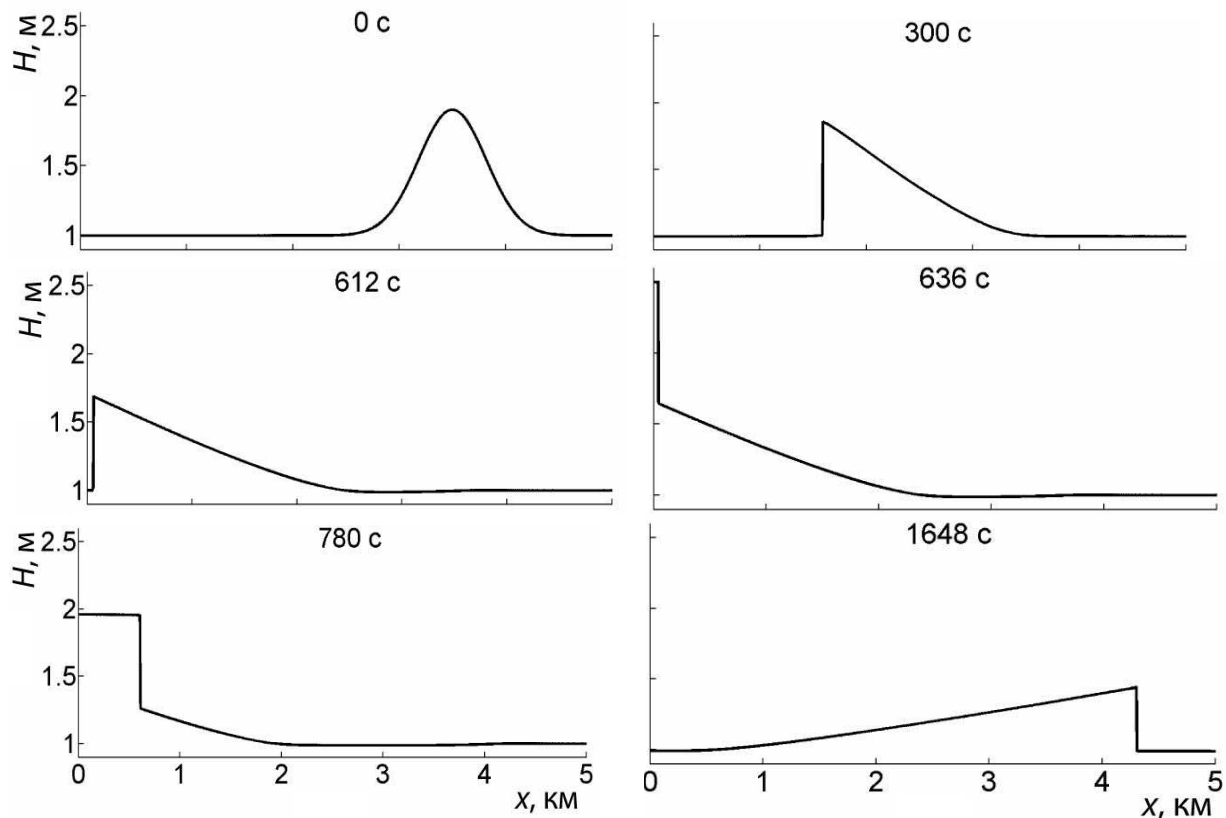


Рис. 6. Взаимодействие со стенкой волны с начальной высотой 0.9 м.

Обе эти зависимости представлены на рис. 7. Видно, что наблюдаемые данные находятся выше обеих кривых – обрушение увеличивает вероятность появления экстремальных волн на стенке.

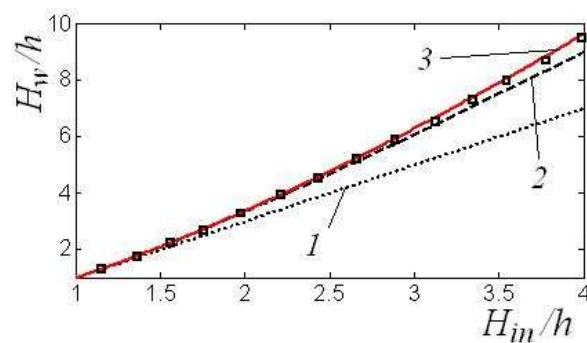


Рис. 7. Максимальный уровень воды на стенке, рассчитанный по формулам (15) (линия 1), (11) (линия 2), (17) (линия 3) и численно (точки).

Оценим высоту всплеска с позиций бесконечно протяженного бора, накатывающегося на стенку [8, 10]. В этом случае задача сводится к описанию распространения скачка уровня воды (бора) и определяется законами сохранения массы и импульса на скачке для падающей и отраженной волн:

$$\begin{cases} (c_{in} - u) \frac{H_{in}}{h} = c_{in}, \\ u(c_{in} - u) \frac{H_{in}}{h} - \frac{gh}{2} \left(\frac{H_{in}}{h} \right)^2 = -\frac{gh}{2}, \\ c_r \frac{H_w}{h} = (c_r - u) \frac{H_{in}}{h}, \\ -\frac{gh}{2} \left(\frac{H_w}{h} \right)^2 = -\frac{gh}{2} \left(\frac{H_{in}}{h} \right)^2 + u(c_r - u) \frac{H_{in}}{h}, \end{cases} \quad (16)$$

где c_{in} и c_r – соответственно скорости падающего и отраженного бора; u – скорость потока. Из системы (16) можно найти связь между высотой подходящего потока и уровнем воды на стенке:

$$\frac{H_w}{h} = \frac{1}{2} \left[\frac{H_{in}}{h} - 1 + \sqrt{1 - 2 \frac{H_{in}}{h} + \left(\frac{H_{in}}{h} \right)^2 + 4 \left(\frac{H_{in}}{h} \right)^3} \right]. \quad (17)$$

На рис. 7 отражены все три описанные теоретические зависимости, выраженные формулами (11), (15) и (17), а также приведены результаты численного расчета для различной начальной высоты волны.

Видно, что при небольшой высоте подходящего потока все три теоретические кривые достаточно близки. С увеличением высоты потока начинает сказываться нелинейность, и это ведет к отличию нелинейного решения (11) и решения для бесконечно протяженного бора (17) от линейного (15). Однако сами решения (11) и (17) демонстрируют очень хорошее совпадение, вплоть до $H_{in}/h = 2$, после чего они начинают постепенно расходиться. В проведенном численном расчете на стенку накатывалась ударная волна с ограниченной протяженностью, поэтому формула для бесконечно протяженного бора (17) дает слегка завышенную оценку.

Итак, в случае однонаправленного распространения длинных волн в бассейне постоянной глубины даже при условии обрушения вероятность появления больших волн не возрастает, хотя нелинейность и сказывается на негауссовости волнового поля. В сильно-нелинейной волне при обрушении может возникать отраженная волна, что нарушает приближение однонаправленных волн. В то же время встречное взаимодействие длинных волн приводит к увеличению вероятности появления аномальных волн (волн-убийц). Это также наблюдается при взаимодействии волны с вертикальными сооружениями (стенки, парапеты) в портах и при ее подходе к отвесным берегам и клифам. Это также хорошо согласуется с данными наблюдений волн-убийц, представленных в каталоге [5].

Работа частично поддержана грантами РФФИ (11-05-00216, 11-02-00483, 11-05-9706, 11-05-92002), грантом президента РФ (1440.2012.5), целевым финансированием Министерства образования и науки Эстонии (грант SF0140007s11), Научным фондом Эстонии (грант 8870) и программой DoRa 4.

Литература

1. Куркин А.А., Пелиновский Е.Н. Волны-убийцы: факты, теория и моделирование. Н. Новгород: ННГУ, 2004. 157 с.
2. Kharif Ch., Pelinovsky E., Slunyaev A. Rogue Waves in the Ocean. Springer, 2009. 216 p.
3. Dysthe K., Krogstad H.E., Muller P. Oceanic rogue waves // Ann. Rev. Fluid Mech. 2008. V.40. P.287–310.

4. Garrett C., Gemmrich J. Rogue Waves // *Physics Today*. 2009. V.62, N 6. P.57.
5. Nikolchina I., Didenkulova I. Rogue waves in 2006-2010 // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2011. V.11. doi:10.5194/nhess-11-1-2011.
6. Pelinovsky E., Sergeeva (Kokorina) A. Numerical modeling of the KdV random wave field // *Eur. J. Mech.* 2006. V.25. P.425–434.
7. Sergeeva A., Pelinovsky E., Talipova T. Nonlinear random wave field in shallow water: variable Korteweg–de Vries framework // *Natural Hazards and Earth System Science*. 2011. V.11, N 1. P.323–330.
8. Вольцингер Н.Е., Клеванный К.А., Пелиновский Е.Н. Длинноволновая динамика прибрежной зоны. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 272 с.
9. Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. Н.Новгород: ИПФ РАН, 1996. 276 с.
10. Стокер Дж.Дж. Волны на воде. М.: ИЛ, 1959. 618 с.
11. Pelinovsky E., Kharif S., Talipova T. Large-amplitude long wave interaction with a vertical wall // *Eur. J. Mech.* 2008. V.27. P.409–418.
12. Didenkulova I., Pelinovsky E. Rogue waves in nonlinear hyperbolic systems (shallow-water framework) // *Nonlinearity*, 2011. V.24. R1–R18.
13. Didenkulova I., Pelinovsky E., Sergeeva A. Statistical characteristics of long waves nearshore // *Coastal Engineering*. 2011. V.58. P. 94–102.
14. Диденкулова И.И., Заубо Н., Куркин А.А., Пелиновский Е.Н. Крутизна и спектр нелинейно деформируемой волны на мелководье // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2006. Т.42, № 6. С.839–842.
15. Zahibo N., Didenkulova I., Kurkin A., Pelinovsky E. Steepness and spectrum of nonlinear deformed shallow water wave // *Ocean Engineering*. 2008. V.35, N 1. P.47–52.
16. Engelbrecht Yu., Fridman V., Pelinovsky E. Nonlinear evolution equations // Longman. 1988. 122 p.
17. Гурбатов С.Н., Малахов А.И., Саичев А.И. Нелинейные случайные волны в средах без дисперсии. М.: Наука, 1990. 214 с.
18. Руденко О., Соляян С. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 384 с.
19. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Ч.1: Случайные процессы. М.: Наука, 1976. 491 с.
20. LeVeque R.J. Finite-volume methods for hyperbolic problems. Cambridge Univ. Press, 2004. 559 p.
21. Murawski K. Analytical and numerical methods for wave propagation in fluids. World Scientific, 2002. 256 p.
22. Пелиновский Е.Н., Родин А.А. Нелинейная деформация волны большой амплитуды на мелководье // *Докл. РАН*. 2011. Т.438, № 3. С.337–340.

Статья поступила в редакцию 21.07.2011 г.

