



Тематический выпуск

СОДЕРЖАНИЕ

К читателям (<i>обращение главного редактора</i>).....	4
Статьи	
<i>Дивинский Б.В., Косьян Р.Д., Куклев С.Б.</i> Параметры ветрового волнения на защищенных акваториях	5
<i>Кантарджи И.Г.</i> Воздействия на водную среду при строительстве морских портов и сооружений на шельфе	17
<i>Пелиновский Е.Н., Шургалина Е.Г.</i> Аномальное усиление волны вблизи вертикальной преграды	29
<i>Камынин Е.Ю., Максимов В.В., Нуднер И.С., Семёнов К.К., Хакимзянов Г.С.</i> Исследование взаимодействия уединенной волны с частично погруженным сооружением	39
<i>Диденкулова И.И., Сергеева А.В., Пелиновский Е.Н., Гурбатов С.Н.</i> Статистические оценки характеристик наката длинных волн на берег	55
<i>Хабахнашева Т.И., Коробкин А.А.</i> Импульсивное воздействие обрушающихся волн на упругие береговые сооружения	64
<i>Леонтьев И.О.</i> Динамика профиля песчаного берега на различных масштабах времени	78
<i>Соомере Т., Зайцева-Пярнасте И., Рямяет А., Куренной Д.</i> О пространственно-временной изменчивости полей волнения Финского залива	90
<i>Гагошидзе Ш.Н.</i> К оценке воздействия вдольбереговых волн на береговые откосы открытых морских и речных каналов	102
Рецензия на книгу	
Холодова С.Е., Перегудин С.И. Моделирование и анализ течений и волн в жидких и сыпучих средах	114
Конференции	
Информация о предстоящих (международных) конференциях по гидрофизике в 2011 г.	115
Поздравляем!	117
Хроника	120
Тематический указатель 2008–2010 гг.	122
Авторский указатель за 2008–2010 гг.	126
Правила представления материалов в редакцию.....	127

CONTENTS

Articles

- Divinsky B.V., Kosyan R.D., Kuklev S.B.* Parameters of Wind Waves on the Protected Water Areas 5

In the paper some aspects of mathematical modeling of wave and hydrodynamic regime at protected water areas are considered, examples of the dangerous hydrodynamic phenomena research (broken water, harbor seiche, resonant characteristics of harbor) are given. Recommendations of various wave and hydrodynamic models applicability for the decision of assigned tasks are given.

Key words: mathematical simulation, protected areas, wave climat, harbor seiche.

- Kantarzhi I.G.* Impacts onto the Water Environment of the Sea Ports and Continental Shelf Structures Construction 17

The experience of development and environmental expert review of the sea hydro technical projects has been generalized. Construction and operation of the sea ports, as well as continental shelf structures may cause the significant impact onto sea water environment. The modern method of coastal processes modeling and the modern construction technologies can help in assessment of the environmental effects and to minimize these effects. The separation of the global project into stages may be applied if the environmental impact assessment is possible, only.

Key words: sea ports, continental shelf structures, construction and operation, design, environmental impact, impact assessment, expert review.

- Pelinovsky E.N., Shurgalina E.G.* Abnormal Intensification of a Wave near a Vertical Barrier 29

One of the possible mechanisms of freak-waves emergence near a vertical barrier, based on the dispersive focusing of unidirectional wave packets is analyzed. This mechanism is associated with the frequency dispersion of water waves and manifested in the interference of many spectral components, moving with different group velocities. Formation of a single freak wave in a random wind wave field is considered in the frame of linear theory. The characteristic lifetime of an abnormal wave in the framework of this mechanism for typical conditions is approximately two minutes, thus such a rapid effect is difficult to predict and prepare for. A rogue wave quickly changes its shape from a high ridge to a deep depression.

Key words: water waves, wind waves, freak waves, dispersive focusing.

- Kamynin E.Yu., Maximov V.V., Nudner I.S., Semenov K.K., Khakimzyanov G.S.* Study of Interaction of the Solitary Wave with a Partially Submerged Stationary Construction 39

The results of laboratory experiments and numerical modeling of the interaction of a solitary wave and a fixed partially submerged body of rectangular shape, located on a flat slope are presented. Carried out research allowed to determine the magnitude run-up on the body and the wave pressure on it, depending on the oncoming wave amplitude, the body length and its immersion, the angle of the slope.

Key words: solitary wave; partially submerged structure; run-up; pressure; laboratory experiment; numerical simulation; results.

- Didenkulova I.I., Sergeeva A.V., Pelinovsky E.N., Gurbatov S.N.* Statistical Estimates of Characteristics of Long Wave Run-up on a Beach 55

The run-up of irregular long sea waves on a beach of a constant slope is studied in the framework of nonlinear shallow water theory. It is shown that the problem nonlinearity does not influence on statistical moments of the velocity of the moving shoreline, but affects statistical moments of the displacement. In particular, for weak-amplitude waves it is demonstrated that the wave run-up process has a longer duration as compared to the duration of the wave run-down process, even if the incident wave field represents Gaussian stationary

process with a zero mean. The probability of wave breaking during the process of wave run-up is calculated and conditions of the model validity are discussed.

Key words: long waves, run-up, statistical moments, probability distributions.

Khabakhpasheva T.I., Korobkin A.A. Impulsive Interaction of Breaking Waves with Flexible Coastal Structures 64

The problem of impact of a water wave with flat front onto an elastic vertical plate which models the surface of a coastal structure is studied. The liquid is assumed weakly-compressible; the liquid flow is described within acoustic approximation. The deflection of the plate and its vibrations caused by impact are described by a linear theory of thin isotropic plates without accounting for shear stresses. The hydrodynamic and structural parts of the problem are coupled by both dynamic and kinematic conditions imposed on the wetted part of the structure. The problem is solved by the normal mode method. By using integral transforms the problem is reduced to a system of differential and integral equations which are numerically solved. Phenomena caused by the structural damping and liquid compressibility are investigated. It is shown that the structural damping affects the global evolution of the plate behavior; however, maximum deflection and maximum bending stress can be determined without account for structural damping. New combined model of violent wave impact is proposed. Within this model only the early stage of impact is described with taking the liquid compressibility into account, the later stage is simulated by using the model of incompressible liquid.

Key words: breaking wave, elastic plate, wave impact, compressible liquid, structural damping, bending stresses, combined model.

Leont'yev I.O. Shoreface profile dynamics in different time scales 78

Dynamics of the sea coast is characterized by both the short-term changes and the long-term trends manifested in the time scales of decades, centuries and milleniums. When modeling the short-term storm-induced deformations the process-based models turn out to be most successful as those simulate the suite of primary mechanisms responsible for sediment transport and bed deformations. Presented model CROSS-P is applicable to calculate the storm-induced deformations on sandy coasts of the seas, large lakes and water stores. To analyse the long-term coastal evolution the model SPELT is suggested determining the position and form of the profile depending on changes in sea level and imbalance of sediment budget.

Key words: coastal profile modeling, erosion, accumulation, storm-induced deformations, erosion, coastal evolution, sediment budget.

Soomere T., Zaitseva-Pärnaste I., Räämet A., Kurennoy D. Spatio-temporal variations of wave fields in the Gulf of Finland 90

We analyse the main properties of wave fields in the Gulf of Finland and their spatial and long-term variations based on visual wave observations performed since 1954 at two locations on the southern coast of the gulf and high-resolution simulations of wave fields for the entire Baltic Sea for 1970-2007. Shown is that both long-term average and maximum wave heights in the gulf are about a half for those in the Baltic Proper. The average wave heights have insignificantly changed in the gulf since the 1970s whereas the extreme wave heights have considerably increased in the northern and in the northeastern sections of the gulf. A probable reason for the changes is the enhancement of south-western winds over the last 40 years.

Key words: wind waves, wave measurements, wave modelling, wave climate, Baltic Sea, Gulf of Finland.

Gagoshidze Sh.N. To the Estimation of the Action of Longitudinal Waves on the Bank Slopes of the Open Sea and River Channels 102

One of the most characteristic properties of longitudinal waves is the growth of their height near the bank line. This property is especially observed in short longitudinal, the mathematical description of which in terms of mathematical approximation was for the first time given by Stokes. In the present paper, Stokes' solution generalized to the case of a stationary longitudinal flow is used to estimate the static stability and deformation of the sea shore slope or of the deep sea and river channel slopes. The stability of shore slopes of a shallow sea or trapezoidal or triangular channels, which have cross-section dimension commensurable with the longitudinal wave length is estimated on the basis of an approximate solution of three-dimensional wave equations by the Galerkin-Kantorovich method. This solution, while preserving the three-dimensional structure of waves over the bank slope, leads to the results which can be easily used in engineering design.

Key words: longitudinal waves, flow, channel depth, bank deformation.

УДК 551.466.3

© *Е.Н. Пелиновский, Е.Г. Шургалина*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
pelinovsky@hydro.appl.sci-nnov.ru

АНОМАЛЬНОЕ УСИЛЕНИЕ ВОЛНЫ ВБЛИЗИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПРЕГРАДЫ

Рассмотрен один из возможных механизмов появления волн-убийц вблизи вертикальной преграды, основанный на дисперсионном фокусировании волновых пакетов, распространяющихся в одном направлении. Этот механизм связан с дисперсией волн на воде и проявляется в интерференции многих спектральных компонент, движущихся с различными групповыми скоростями. В рамках линейной теории получены решения, описывающие формирование одиночной волны из частотно-модулированных волновых пакетов и при случайном ветровом волнении. Показано, что для типичных условий глубокого моря характерное время жизни аномальной волны в рамках данного механизма составляет примерно 1,5–2 минуты, поэтому такое скоротечное явление трудно предсказать и принять необходимые меры по обеспечению безопасности. При этом волна-убийца быстро меняет свою форму от высокого гребня до глубокой впадины.

Ключевые слова: волны на воде, ветровое волнение, волны-убийцы, дисперсионное фокусирование.

Неожиданно появляющиеся на короткое время волны большой амплитуды на морской поверхности (волны-убийцы) сейчас привлекают всеобщее внимание ввиду их опасности для кораблей и нефтяных платформ в море, портовых сооружений и туристических зон на побережье. Многочисленные данные наблюдений волн-убийц в различных районах Мирового океана можно найти, например, в книгах [1–3] и статьях [4–9]. Особый интерес вызывает возможность появления волн-убийц вблизи берега, которые оказываются неожиданными для многих людей, проводящих свой отдых вблизи воды. Так, волна около 9 м смыла двух людей с пирса в Южной Африке 26 августа 2005 г., (рис. 1, [3]). Совсем недавно (14 февраля 2010 г.) двумя большими волнами смыло в океан с бетонного парапета 13 человек, и многие из них получили переломы и ушибы (рис. 2). Это произошло недалеко от Сан-Франциско (Half Moon Bay), когда около 200 зрителей наблюдали за соревнованиями по виндсерфингу, об этом сообщило агентство CNN (<http://www.ireport.com/docs/DOC-409122?hpt=T2>).

Сейчас в качестве возможных механизмов возникновения волн-убийц в литературе рассматриваются механизмы частотной и пространственной фокусировки, взаимодействия волн с течениями и неровным дном, нелинейные механизмы неустойчивости волнового поля, а также механизмы их генерации случайными ветровыми полями [1, 3].

В данной работе будет рассмотрен один из возможных сценариев появления волн-убийц вблизи вертикальной преграды, основанный на дисперсионном фокусировании волновых пакетов, распространяющихся к берегу в одном направлении. Этот механизм связан с дисперсией волн на воде и проявляется в интерференции многих спектральных компонент, движущихся с различными групповыми скоростями. Данный механизм «работает» как для детерминированных (при определенных условиях на фазы спектральных компонент), так и для случайных волн, приводя к закономерному или случайному появлению аномально высоких волн. Он возможен как в линейной, так и нели-

нейной теории волн на воде, хотя, конечно, нелинейность приводит к своим особенностям в волновом поле [10–12]. Подчеркнем также, что механизм дисперсионного фокусирования очень популярен среди экспериментаторов, поскольку позволяет генерировать волну большой высоты в относительно коротком лотке. Основное внимание в лабораторных экспериментах уделялось описанию волнового поля (смещения водной поверхности и скоростей частиц) в точке фокуса, что крайне важно для последующей оценки воздействия экстремальных волн на корабли и платформы [1, 3, 13–16]. В принципе, механизм дисперсионного фокусирования «работает» в бассейне произвольной глубины, но здесь основной упор будет сделан на волны в глубоководных бассейнах, содержащих вертикальную преграду (защитная стенка, пирс, волнолом).



Рис. 1. Фотография волны–убийцы, смывшей двух людей с пирса в Южной Африке.



Рис. 2. Внезапное появление большой волны на берегу вблизи Сан-Франциско (14 февраля 2010 г.).

Теоретические результаты по дисперсионному фокусированию волновых пакетов на глубокой воде получены, в основном, в линейной теории, в рамках так называемого

параболического уравнения для огибающей волнового пакета [11]. Частным аналитическим решением такого уравнения является гауссовый пакет [10, 17, 18], который демонстрирует процесс появления аномально высоких волн и их исчезновения. Важно подчеркнуть, что параболическое уравнение справедливо при медленном изменении огибающей на масштабе несущей, так что волна–убийца представляет собой группу волн типа «три сестры»: термин, часто встречающийся в свидетельских описаниях явления. Однако оно не соответствует одиночной волне–убийце, описание которой также присутствует в литературе. В частности, на приводимых выше фотографиях отмечается, что волна–убийца была одиночной или их было две.

Целью данной работы является разработка сценария появления и исчезновения одиночной волны–убийцы около вертикальной преграды вследствие дисперсионного фокусирования волновых пакетов. Далее приводится решение линейной задачи Коши для волн в бесконечно глубокой жидкости, соответствующее начальному возмущению в виде одиночного импульса. Оно является базовым для демонстрации процесса возникновения одиночной волны–убийцы в детерминистских волновых полях.

Генерация одиночной волны у стенки в частотно-модулированном волновом пакете. В рамках линейной теории трансформация волнового пакета в одиночную волну большой амплитуды может быть рассмотрена с использованием Фурье-суперпозиции спектральных компонент. На практике, однако, используют другой подход [1, 3]: решают задачу Коши для начального условия, соответствующего ожидаемой аномальной волне, а затем получаемое решение инвертируют в пространстве. В результате решения находятся возможные формы волнового пакета, эволюция которых приводит к образованию аномальной волны за конечное время с последующей ее трансформацией обратно в волновой пакет. Важно отметить, что взаимодействие волны со стенкой с математической точки зрения эквивалентно взаимодействию двух одинаковых волн или волновых пакетов, двигающихся навстречу друг другу. При этом граничное условие на стенке (равенство нулю горизонтальной скорости) выполняется автоматически. В результате, и обратную задачу (распад начального возмущения на две одинаковые волны) можно решать также на безграничной оси, рассматривая потом решение только на полуоси, соответствующей мористой области, ограниченной вертикальной стенкой (рис. 3).



Рис. 3. Подход волнового пакета к вертикальной преграде.

Рассмотрим классическое решение задачи Коши для волны, распространяющейся направо в глубокой воде, в интегральной форме:

$$\eta_{right}(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(k) \exp\{i[\omega(k)t - kx]\} dk, \quad (1)$$

где $\eta(x, t)$ – смещение уровня воды; $A(k)$ – комплексный Фурье-спектр, определяемый через начальное возмущение, соответствующее ожидаемой аномальной волне $\eta_0(x)$:

$$A(k) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_0(x) \exp(ikx) dx, \quad (2)$$

где $\omega(k)$ – частота волны, определяемая из дисперсионного соотношения волн на глубокой воде:

$$\omega(k) = \sqrt{gk}, \quad (3)$$

где g — ускорение свободного падения. Дополнительный коэффициент $1/2$ в (2) описывает распадение начального возмущения на две одинаковые волны, распространяющиеся в противоположных направлениях. Волна, распространяющаяся влево, $\eta_{left}(x, t)$, получается затем из (1) сменой знака оси x , а смещение уровня воды представляет собой сумму «правой» и «левой» волн. Интеграл (1) аналитически не вычисляется для «разумных» начальных возмущений, однако, при больших значениях времени он представим известным выражением, получаемым с помощью метода стационарной фазы [19]:

$$\eta(x, t) \approx Z(x, t) \cos \left[\omega(x, t)t - k(x, t)x + \varphi[k(x, t)] - \frac{\pi}{4} \right], \quad (4)$$

$$Z(x, t) = 2 \sqrt{\frac{2\pi}{|dC_{gr}/dk|}} \frac{A(k)}{\sqrt{t}}, \quad C_{gr}(k) = \frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{k}} = \frac{x}{t}, \quad (5)$$

где A и φ — модуль и аргумент комплексного спектра $A(k)$. При этом вдали от области начального возмущения ($x > 0$) существует только «правая» волна, и мы не делаем различия между (1) и (4) в этой области. Последнее выражение в (5) позволяет однозначно найти волновое число $k(x, t) = gt^2/4x^2$, затем из (3) частоту волны $\omega(x, t) = gt/2x$. Окончательное асимптотическое выражение для волнового поля принимает следующий вид:

$$\eta(x, t) \approx 2\sqrt{\pi} A(gt^2/4x^2) \sqrt{\frac{gt^2}{x^3}} \cos \left[\frac{gt^2}{4x} + \varphi - \frac{\pi}{4} \right]. \quad (6)$$

Оно описывает в каждый момент времени волновой пакет с переменной амплитудой и длиной (частотно-модулированный пучок), причем впереди бегут более длинные волны, имеющие большую групповую скорость. Асимптотические решения для волн любой физической природы хорошо известны [19], поэтому здесь не обсуждаются детали их получения.

В качестве ожидаемой аномальной волны вблизи стенки естественно выбрать гауссовый импульс с характерной амплитудой A_0 и полушириной l :

$$\eta_0(x) = A_0 e^{-\frac{x^2}{l^2}}. \quad (7)$$

Фактически, «половинка» гауссова импульса ($x > 0$) и представляет собой ожидаемую волну-убийцу около стенки. Тогда на больших расстояниях ($x \gg l$) начальное возмущение трансформируется в волновой пакет:

$$\eta(x, t) \approx A_0 \frac{lt}{2x} \sqrt{\frac{g}{x}} \exp \left(-\frac{g^2 l^2 t^4}{64x^4} \right) \cos \left[\frac{gt^2}{4x} - \frac{\pi}{4} \right]. \quad (8)$$

Форма волнового пакета показана на рис. 4 для двух моментов безразмерного времени ($t\sqrt{g/l}$). С течением времени цуг растягивается в пространстве (пропорционально t), а его амплитуда падает как $t^{-1/2}$, обеспечивая сохранение волновой энергии. Число индивидуальных волн растет линейно со временем, при этом волна максимальной амплитуды сохраняет свою длину и скорость распространения.

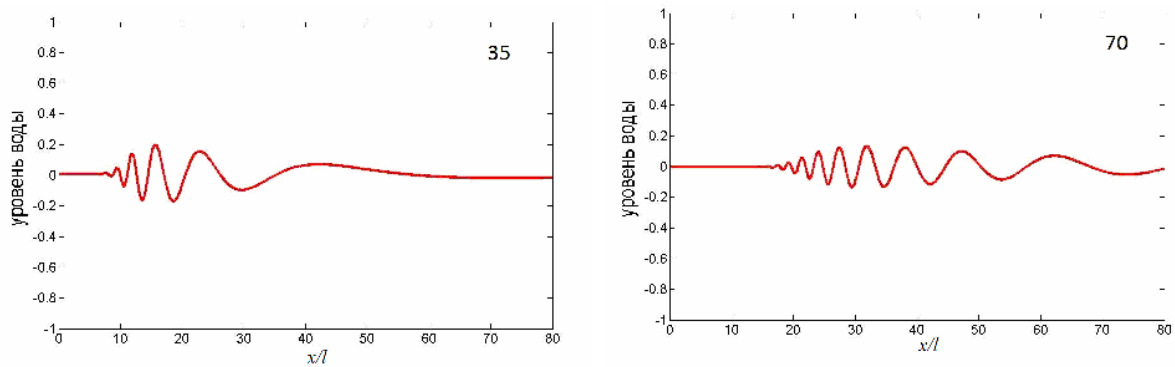


Рис. 4. Эволюция гауссового импульса в глубокой воде при больших значениях безразмерного времени (по вертикальной оси отложено безразмерное смещение уровня воды η/A).

При малых значениях времени интеграл (1) получен численно, а затем вычислено полное поле, представляющее собой сумму двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Это позволило определить пределы применимости асимптотического решения. Как оказалось, уже при значениях безразмерного времени $t\sqrt{g/l} \sim 20-25$, волновое поле хорошо описывается асимптотическим значением. Эволюция формы волны при малых значениях времени показана на рис. 5. Первоначально положительный импульс (горб) трансформируется в знакопеременную волну, а затем в волну понижения (впадину), и далее – в волновой цуг. Быстрая смена полярности импульса ранее не отмечалась в литературе, однако, как мы покажем далее, это играет важную роль в сценарии образования волны–убийцы на глубокой воде.

Полученное выше решение описывает трансформацию одиночной волны в волновой пакет. Если волновой пакет инвертировать в пространстве так, что короткие волны, имеющие малую групповую скорость, окажутся впереди длинных, то волновой пакет будет трансформироваться в одиночную волну гауссовой формы. Свойство инвертированности решений линейных уравнений идеальной гидродинамики уже используется для поиска оптимальных условий дисперсионного фокусирования [1, 3]. Таким образом, если мы рассмотрим рис. 4 и 5 в «обратном» направлении (по времени), то получим подход волны к стенке; при этом волновой пакет трансформируется в одиночную волну с большой амплитудой, а затем волна отражается от стенки, трансформируясь по сценарию, показанному на рис. 5 и 4 в «прямом» направлении. За безразмерное время порядка 70 единиц волна возрастает почти в 10 раз, а затем снова убывает до первоначальных значений. Нелинейность, конечно же, влияет на процесс фокусирования, однако, этот эффект не принципиален; необходимо лишь скорректировать форму волнового пакета [14, 15].

В лабораторных условиях трудно создать одиночную волну с широким спектром. Более распространенным является использование волнопродуктора с переменной частотой, изменяющейся в конечных пределах по линейному закону (оптимальный закон для генерации одиночной волны в рамках рассмотренного выше механизма) [13, 16]. В этом случае спектр сигнала представляет собой почти прямоугольник, а сама волна (через обратное преобразование Фурье) – гребень с малыми осциллирующими хвостами (типа $\sin(x)/x$); именно такая форма сфокусированной волны наблюдается в экспериментах [16].

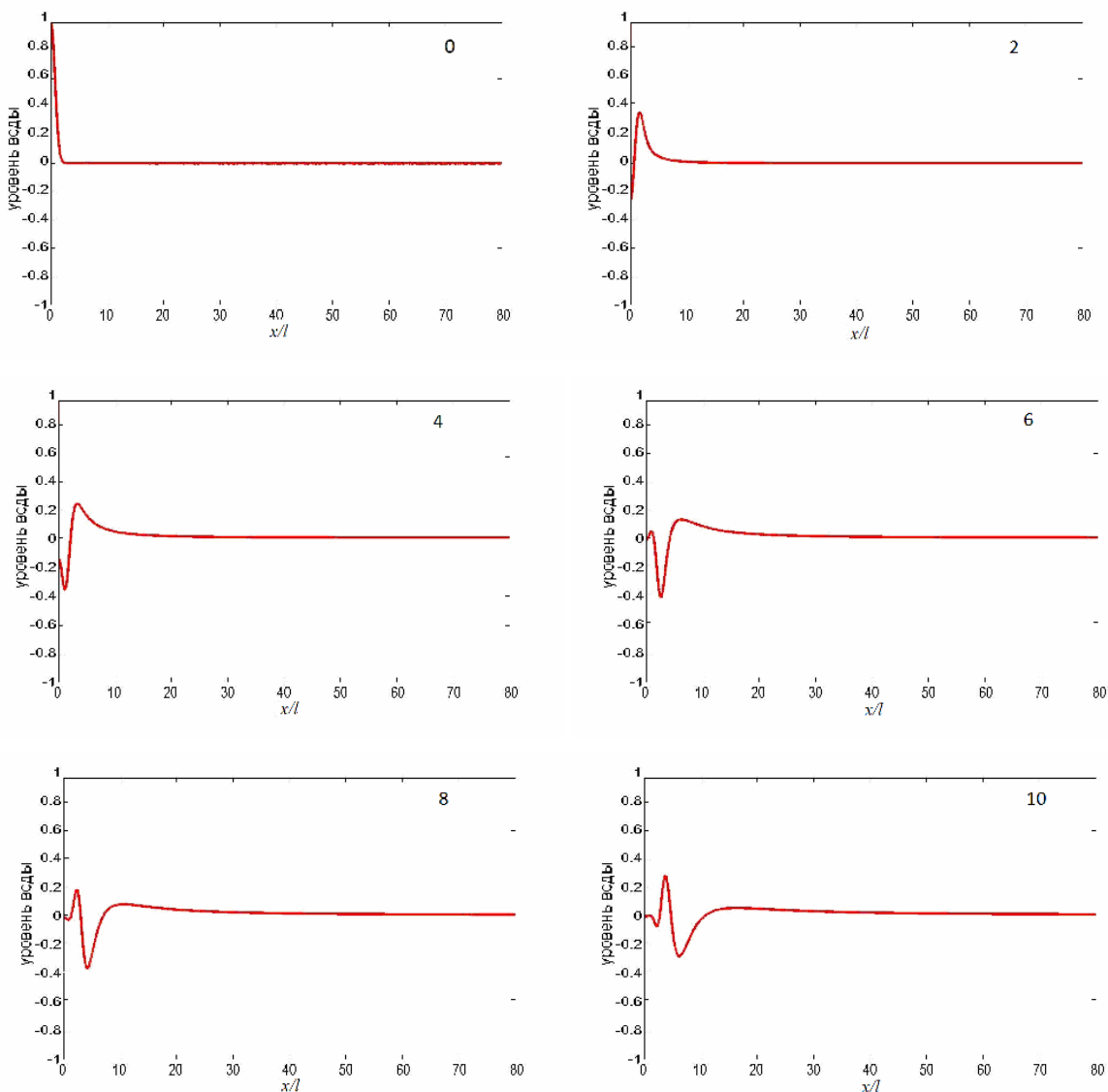


Рис. 5. Эволюция гауссового импульса при малых значениях безразмерного времени (по вертикальной оси отложено безразмерное смещение уровня воды η/A).

Появление одиночного импульса у стенки при подходе случайных ветровых волн. Описанный выше механизм дисперсионного фокусирования волновых пакетов должен проявляться и в случайном поле ветровых волн, спектральные компоненты которого двигаются с различными групповыми скоростями. Простейший статистический анализ случайной суперпозиции волн с узким спектром в линейном приближении ведет к распределению Рэлея, так что волна–убийца в среднем должна появляться раз в 10 часов [1]. Моделирование волнового поля для таких больших промежутков времени — достаточно трудоемкая задача, поэтому мы предположим, что наряду со случайным волнением имеется детерминированный частотно-модулированный пакет малой амплитуды. Тогда, в силу линейности, случайная и регулярная компоненты волнения не взаимодействуют между собой, так что процесс формирования одиночного импульса из частотно-модулированного пакета происходит по сценарию, описанному выше. При этом случайное волнение в среднем не меняет свою энергию и вероятность возникновения в нем большой волны мала при относительно небольших промежутках времени. В резуль-

тате, первоначальное волновое поле «выглядит» как чисто случайное, а затем в нем рождается высокий гребень, который с течением времени опять «растворяется» в случайном волнении. Такого рода процессы интерференции случайного и детерминированного полей уже рассматривались в литературе [1, 10], но не для случая образования одиночной волны у стенки на глубокой воде. Нелинейность, если она мала, не может помешать дисперсионному фокусированию детерминистского волнового пакета, поэтому на первом этапе ею можно пренебречь.

В численных экспериментах случайное волновое поле задают с помощью суперпозиции спектральных компонент со случайными фазами:

$$\eta(x, t) = \sum_{i=1}^N A_i \cos(\omega_i t - k_i x + \varphi_i), \quad (9)$$

где спектральные амплитуды $A_i = \sqrt{S(k)\Delta k}$; Δk есть интервал дискретизации спектра; $k_i = i\Delta k$; $\omega_i = \sqrt{gk_i}$; N – общее число гармоник. Фазы φ_i распределены равномерно и задаются с помощью генератора случайных чисел. $S(k)$ – энергетический спектр волнения, например, спектр Пирсона-Московица или JONSWAP-спектр.

В расчетах мы использовали более простую гауссову аппроксимацию ветрового спектра с относительной шириной 0.02. Параметры волнения подбирались так, чтобы характерная полуширина l гауссового возмущения равнялась 50 м, а значительная высота 0.4 м (здесь использовано классическое определение значительной волны через среднее значение одной трети больших волн). При наличии вертикальной преграды случайное поле представляет собой суперпозицию волн, распространяющихся в противоположных направлениях.

Суперпозиция детерминистской и случайных компонент волнового поля в разные моменты времени иллюстрируется на рис. 6, где время (в секундах) отсчитывается от момента появления одиночной волны большой амплитуды. Как видим, аномальная волна существует примерно одну минуту после своего образования у стенки. Если учесть, что аналогичный процесс происходит при подходе волны к стенке (для этого надо рассматривать рисунки в обратном направлении по времени), то получается, что время жизни аномальной волны составляет примерно две минуты. Отсюда ясно, что прогноз волны–убийцы является очень трудным делом, поскольку практически нет времени подготовиться к ее появлению за столь короткое время. Важно отметить также, что вблизи вертикальной преграды волна большой амплитуды меняет свою полярность несколько раз, так что наблюдателю будет казаться, что волна–убийца не подходит к берегу, а появляется внезапно непосредственно у стенки.

Некоторое представление о характерном времени жизни волны–убийцы дает рис. 7, где изображена максимальная высота гребней и глубина впадины в области размером 5 км после отражения от стенки. Как видим, существенное изменение высоты волны происходит в течение около 40–60 с (аналогичное время – при подходе волны к стенке), после этого времени амплитуда волны не превышает значения в 0.4 м, что в два раза превышает значительную амплитуду, которая, в свою очередь, равняется 0.2 м; в связи с этим значение 1.5–2 мин можно принять за время жизни волны–убийцы (с учетом подхода волны к стенке и её отражения).

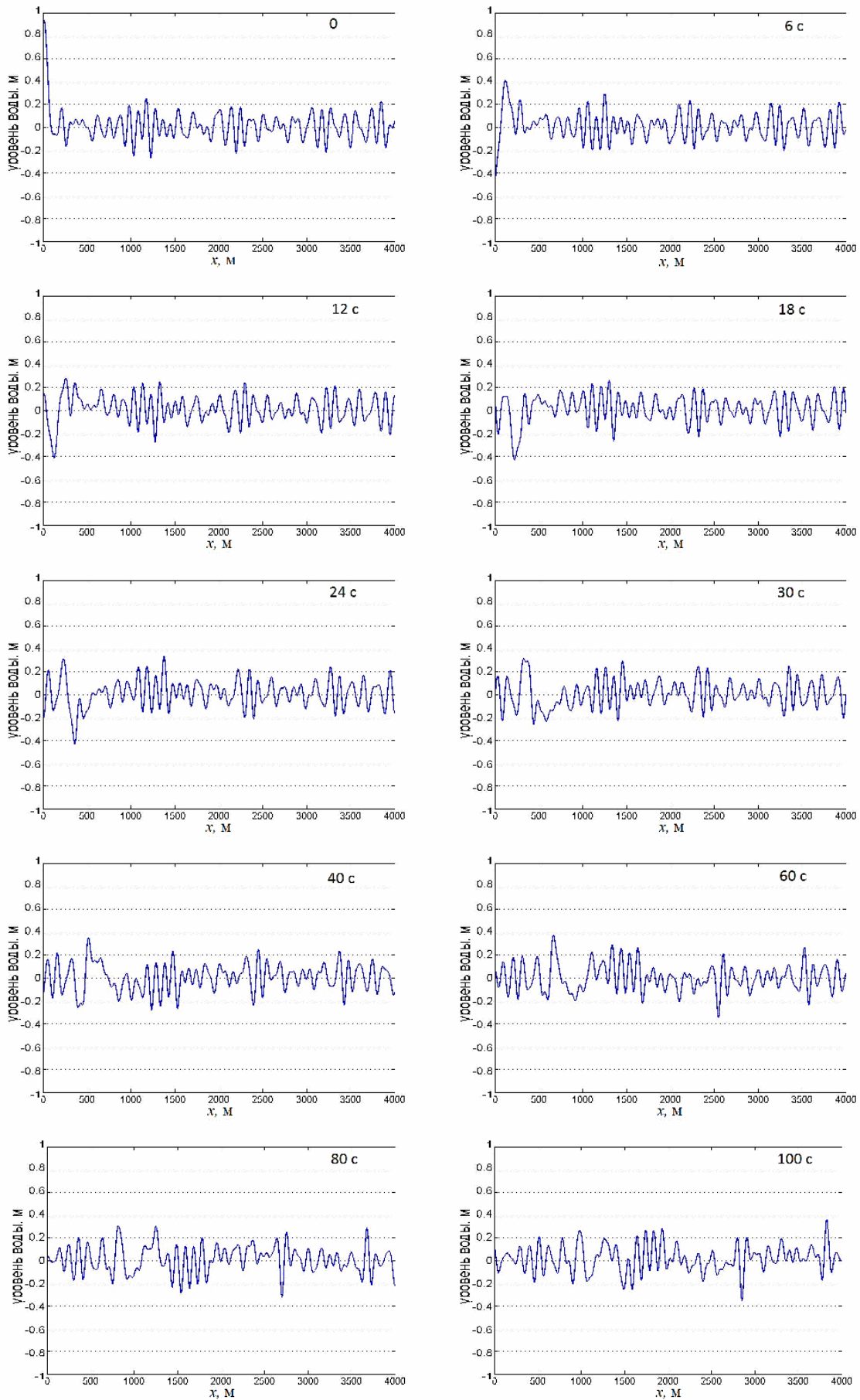


Рис. 6. Пространственные реализации волнового поля в различные моменты времени.

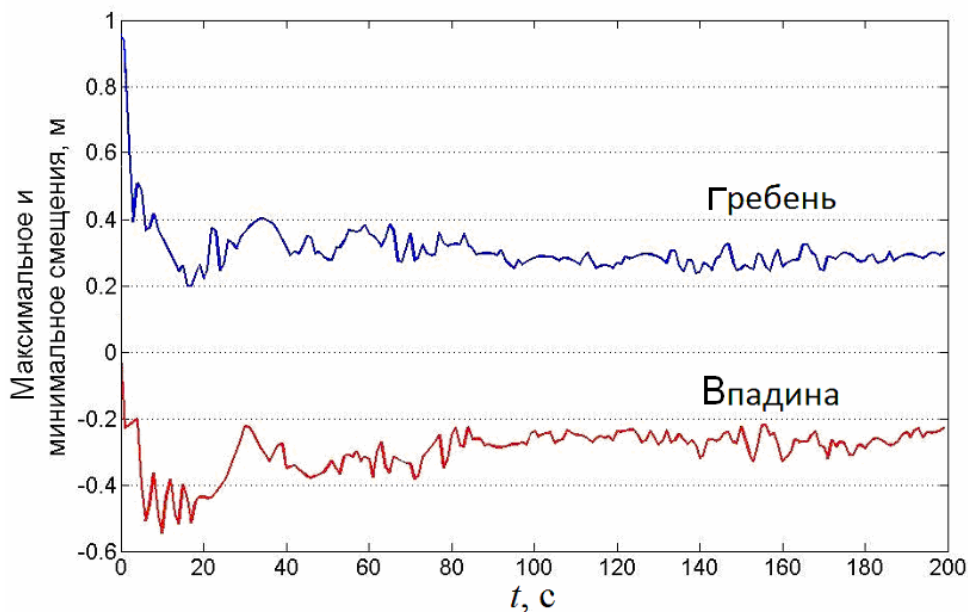


Рис. 7. Изменение во времени максимальных значений высоты гребня и глубины впадины.

Подчеркнем, что волна–убийца проявляется как в виде высокого гребня, так и глубокой впадины, причем вблизи расчетного времени волна несколько раз меняет свою полярность.

Появление аномально большой волны на морской поверхности обусловлено различными физическими механизмами. В работе обсуждается сценарий появления одиночной волны–убийцы у стенки в глубокой воде в рамках дисперсионного фокусирования волновых пакетов. Для типичных условий демонстрируется, что характерное время жизни волны–убийцы составляет около 1.5–2 мин. Отмечается, что за время подхода волны к вертикальной преграде она быстро (примерно за 10 с) меняет свою форму от горба к впадине и наоборот. Все это указывает на объективные трудности прогноза волны–убийцы даже за небольшое время, когда становятся заметны большие волны на морской поверхности.

В расчетах использовано приближение глубокой воды. Аналогичные расчеты могут быть выполнены для волн в мелкой воде. В рамках уравнения Кортевега–де Вриза аномально большая волна появляется примерно за такое же время, однако, она не меняет так быстро свою форму [20]. С учетом отражения от вертикальной преграды мы получаем аналогичный сценарий появления волны–убийцы, однако, наблюдателю будет казаться, что волна–убийца подходит к берегу, усиливаясь по высоте. Таким образом, сценарий зарождения волны большой амплитуды непосредственно у стенки при прочих равных условиях зависит от глубины воды у стенки.

Полученные результаты могут быть полезны для объяснения появления волн–убийц у вертикальных преград, а также, возможно, для разработки методов мониторинга безопасности участков морских побережий.

Наконец, важно отметить, что у стенки может оказаться важным проявление нелинейных эффектов. В частности, на мелкой воде нелинейность меняет функцию распределения и вероятность появления аномально больших волн [21]. Такие эффекты должны проявляться и на глубокой воде, что предполагается исследовать в дальнейшем.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ (08-05-00069), гранта Президента РФ МК-6734.2010.5, Европейской программы FU-7 (№ 234175), гос.контракта (№ 02.740.11.0732).

Литература

1. Куркин А.А., Пелиновский Е.Н. Волны—убийцы: факты, теория и моделирование. Н.Новгород: ННГУ, 2004. 157 с.
2. Лавренов И.В. Математическое моделирование ветрового волнения в пространственно-неоднородном океане. СПб.: Гидрометеониздат, 1998. 500 с.
3. Kharif Ch., Pelinovsky E., Slunyaev A. Rogue Waves in the Ocean // Springer. 2009. P.216.
4. Бадулин С., Иванов А., Островский А. Влияние гигантских волн на безопасность морской добычи и транспортировки углеводородов // Технологии ТЭК. 2005. С.56–62.
5. Дивинский Б.В., Левин Б.В., Лопатухин Л.И., Пелиновский Е.Н., Слюняев А.В. Аномально высокая волна в Черном море: наблюдения и моделирование // ДАН. 2004. Т.395. № 5. С.690–695.
6. Лавренов И.В. Встреча с «волной—убийцей» // Морской флот. 1985. № 12. С.28–30.
7. Лопатухин Л.И., Бухановский А.В., Дивинский Б.В., Рожков В.А. О необычных волнах в океанах и морях // Науч.-техн. сб. Российского морского регистра судоходства. 2003. Вып.26. С.65–73.
8. Didenkulova, I.I., Slunyaev, A.V., Pelinovsky, E.N., Kharif, Ch. Freak Waves in 2005 // Natural Hazards and Earth System Sciences. 2006. V.6. P.1007–1015.
9. Liu P.C. A chronology of freak wave encounters // Geofizika. 2007. V.24, No.1.
10. Пелиновский Е.Н., Хариуф К. Дисперсионное сжатие волновых пакетов как механизм возникновения аномально высоких волн на поверхности океана // Изв. Акад. инженерных наук. 2000. Т.1. С.50–61.
11. Пелиновский Е.Н., Слюняев А.В., Талипова Т.Г., Хариуф К. Нелинейное параболическое уравнение и экстремальные волны на морской поверхности // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2003. Т.46. № 7. С.499–512.
12. Kharif Ch., Pelinovsky E., Talipova T., Slunyaev A. Focusing of nonlinear wave group in deep water // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т.73. № 4. С.190–195.
13. Brown M.G., Jensen A. Experiments on focusing unidirectional water waves // J. Geophys. Res. 2001. V.106. No.C8. P.16917–16928.
14. Clauss G. Dramas of the sea: episodic waves and their impact on offshore structures // Applied Ocean Res. 2002. V.24. P.147–161.
15. Johannessen T.B., Swan C. A laboratory study of the focusing of transient and directionally spread surface water waves // Proc. Royal Soc. London. 2001. V.A457. P.971–1006.
16. Kharif, Ch., Giovanangeli, J-P., Touboul, J., Grare, L., and Pelinovsky, E.N. Influence of wind on extreme wave events: Experimental and numerical approaches // JFM. 2008. V.594. P.209–247.
17. Clauss G., Bergmann J. Gaussian wave packets: a new approach to seakeeping tests of ocean structures // Applied Ocean Res. 1986. V.8. P.190–206.
18. Magnusson A.K., Donelan M.A., Drennan W.M. On estimating extremes in an evolving wave field // Coastal Engineering. 1999. V.36. P.147–163.
19. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.
20. Талипова Т.Г., Пелиновский Е.Н. Моделирование «волны Лавренова» на поверхности неглубокого моря // Сб.науч.тр. Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2009. № 2 (4). С.30–36.
21. Pelinovsky, E., Kharif, C., and Talipova, T. Large-amplitude long wave interaction with a vertical wall // European J. Mechanics – B/Fluids. 2008. V.27. No.4. P.409–418.

Статья поступила в редакцию 16.09.2010 г.

