



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>Хабахпашева 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 551.468.1

© Ш.Н. Гагoшидзе

Грузинский технический университет, г.Тбилиси, Грузия

sh.gagoshidze@gmail.com

К ОЦЕНКЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВДОЛЬБЕРЕГОВЫХ ВОЛН НА БЕРЕГОВЫЕ ОТКОСЫ ОТКРЫТЫХ МОРСКИХ И РЕЧНЫХ КАНАЛОВ

Одним из характерных свойств вдольбереговых (краевых) волн является рост их высоты вблизи береговой линии. Это свойство особенно ярко проявляется у коротких вдольбереговых волн, математическое описание которых в линейном приближении впервые дал Стокс. Решение Стокса, обобщенное на случай наличия стационарного вдольберегового течения, использовано для оценки статической устойчивости и перестроения берегового склона моря или откосов глубоких морских и речных каналов. Оценка устойчивости береговых склонов неглубокого моря или каналов трапециевидного или треугольного сечений, имеющих соизмеримые с длиной вдольбереговой волны поперечные размеры, выполнено на основе приближенного решения трехмерных волновых уравнений прямым методом Галёркина-Канторовича. Это решение, сохраняя трехмерную структуру волн над береговым склоном, приводит к результатам, легко используемым при инженерном проектировании.

Ключевые слова: вдольбереговые волны, течение, глубина канала, деформация берега.

Краткий анализ некоторых свойств вдольбереговых волн. Ветровые и корабельные волны в относительно нешироких вытянутых водоемах и морских каналах, а также волны, вторгшиеся в устья рек со стороны моря, имеют в основном вдольбереговое направление. Самым характерным свойством этих волн является рост их высоты вблизи береговой линии, или, наоборот – уменьшение амплитуды волны, зафиксированной у берега, в сторону больших глубин. Это свойство вдольбереговых волн отражается в трех точных линейных решениях, принадлежащих Стоксу, Келланду и Макдональду [1]. Стокс рассмотрел распространение установившихся коротких волн вдоль берегового склона произвольного наклона, бесконечно уходящего в глубину моря. Келланду и Макдональду принадлежат два точных решения для стоячих вдольбереговых колебаний воды в каналах, имеющих треугольные поперечные сечения, с бортами, наклонными к вертикали соответственно под углом 45 и 60°. Здесь же следует отметить статью Хенсона [2], (в которой рассматриваются волны, образованные кораблем при его движении вдоль берегового склона, бесконечно уходящего в глубину моря под углом 30 и 45°), относительно недавние работы Константина [3] и Джонсона [4] (математические решения которых для нелинейных вдольбереговых волн в водоемах с береговым склоном произвольного очертания приводят к отличительным от остальных результатам для свободной поверхности краевых волн, трудно реализуемых для практического применения) и, в рамках теории мелкой воды, результаты Е.Н. Пелиновского [5], касающиеся поведения краевых волн с учетом вращения Земли. Отсутствие точных общих решений для коротких прогрессивных волн в треугольном канале с произвольно наклонными откосами (не говоря уж о каналах трапециевидного поперечного сечения), разумеется, объясняется непреодолимыми математическими сложностями.

Кратко проанализируем те результаты вышеупомянутых точных частных решений, которые следует учитывать при оценке устойчивости береговых склонов моря и каналов. В первую очередь, отметим, что распространяясь вдоль берега, лишь волны малой крутизны могут обтекать наклонный берег без обрушения их кромки. Действительно, если приравнять решение Стокса для возвышения волновой поверхности η над спокойным уровнем моря [1]:

$$\eta = a \exp(-ky \cos \theta_0) \tag{1}$$

к координате z плоского наклонного дна, описываемого уравнением:

$$z = -y \tan \theta_0, \tag{2}$$

то для определения вертикальной координаты η' точки пересечения волновой поверхности воды с береговым склоном (т.е. максимальной высоты смачивания берегового откоса), получим трансцендентное уравнение

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{\tan \theta_0}{2\pi \cos \theta_0} \frac{\ln(\eta'/a)}{(\eta'/a)}. \tag{3}$$

Соотношения (1)–(3) записаны в декартовой системе координат, где ось x (вдоль которой распространяются волны) совмещена с урезовой линией; ось y направлена от берега в сторону открытого моря; вертикальная ось z направлена вверх от уровня спокойного моря; a – амплитуда волны, заданная на урезе ($y = 0$); $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, соответствующее длине волны λ , заданной во вдольбереговом направлении; θ_0 – угол

наклона берегового склона к горизонту; $\frac{a}{\lambda}$ –

крутизна волны на урезе; η' – максимальная, а $\frac{\eta'}{a}$ – относительная высота смачивания берегового склона продольными волнами.

По зависимости (3) на рис. 1 построены восходящие ветви функции $\frac{a}{\lambda} = f\left(\frac{\eta'}{a}\right)$ для определения высоты смачивания берегового склона продольными волнами при различных значениях угла наклона берегового склона.

Анализируя соотношение (3) или поведение кривых, представленных на рис.1, можно прийти к интересному заключению, что максимальное превышение η' линии смачивания берегового склона вдольбереговыми волнами Стокса, при любом значении угла наклона склона к горизонту – $0 < \theta_0 < \pi/2$, не может более чем в $e \approx 2.718$ раз (число Непера) превосходить амплитуду волны a , заданную на урезе. Это обстоятельство позволяет однозначно определить значение той предельной крутизны волны на урезе, больше которой продольные волны будут обтекать береговой склон не сплошной, а разрушенной кромкой гребня. Крутизна таких пре-

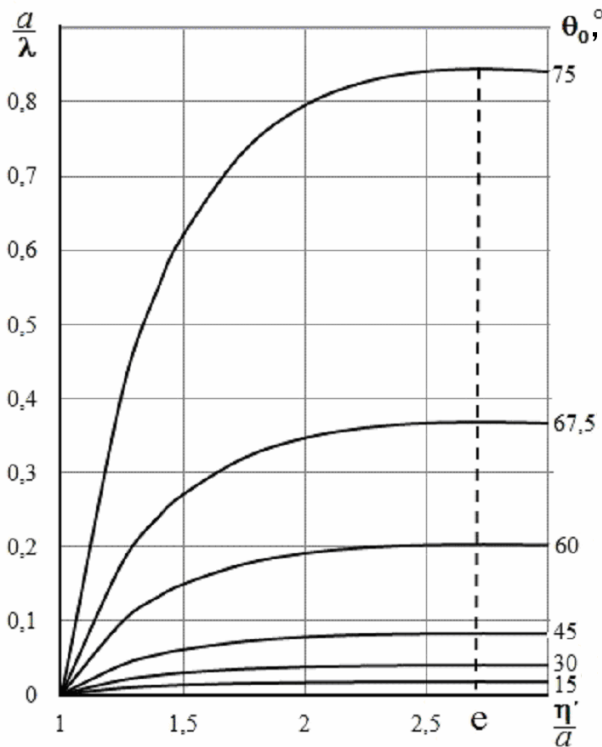


Рис. 1. Кривые для определения высоты смачивания берегового откоса вдольбереговыми волнами.

дельных волн определяется зависимостью:

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{\tan \theta_0}{2\pi e \cos \theta_0}, \quad (4)$$

графическое изображение которой представлено на рис. 2.

Согласно рис. 2, даже для весьма крутонаклонного берегового склона, в частности, склона с углом наклона к горизонту $\theta_0 = 60^\circ$, предельная крутизна вдольбереговой волны на урезе не превышает $\frac{a}{\lambda} = 0.2$.

При большей крутизне вдольбереговые волны выше уреза, будут смачивать склон наклоном в 60° только с разрушенными гребнями.

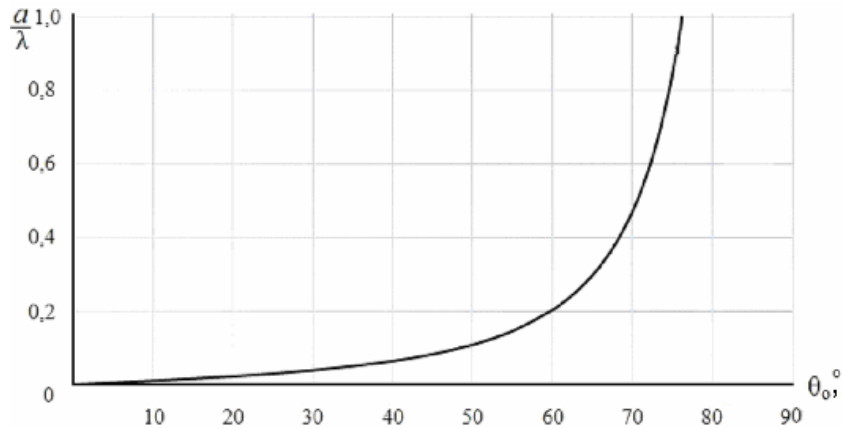


Рис. 2. Зависимость предельной крутизны вдольбереговой волны на урезе от угла наклона берегового склона.

Обобщение задачи Стокса, как и задач Келланда и Макдональда на случай наличия волн, наложенных на продольно однородное течение, легко выполняется использованием обычной процедуры замены в дисперсионных соотношениях и в амплитудной части линейных решений частоты колебаний σ разностью $\sigma - kU_0$, где U_0 – постоянная скорость стационарного вдольберегового потока. Тогда, в частности, дисперсионное соотношение Стокса для вдольбереговых волн на течении принимает вид:

$$(\sigma - kU_0)^2 = gk \sin \theta_0. \quad (5)$$

Следует обратить также внимание на одно важное свойство вдольбереговых волн, вытекающее из точного решения Макдональда. Макдональд, говоря словами Ламба, получил «очень широкий тип» вдольбереговых колебаний поверхности воды в треугольном канале, с углом раствора бортов к вертикали в 60° [1]. Частота этих волн определяется биквадратным уравнением:

$$2 \left(\frac{\sigma^2}{gk} \right)^2 - 3 \frac{\sigma^2}{gk} \coth \left(3 \frac{kh_0}{2} \right) + 1 = 0, \quad (6)$$

где h_0 – глубина воды на оси симметрии канала. Корни уравнения (6) при коротких волнах ($\coth(3 \frac{kh_0}{2}) \approx 1$) определяются соотношениями $\sigma^2 = gk$ и $\sigma^2 = gk/2$, из которых первое приводит к волнам с небольшим изменением амплитуды в сторону боковых стен, т.е. к обычным волнам на глубокой воде, а второе – к краевым волнам Стокса с резко увеличивающейся амплитудой в сторону берега, наклоненного под углом 30° к горизонту. При рассмотрении длинных волн ($\coth(3 \frac{kh_0}{2}) \approx \frac{2}{3kh_0}$) также получаются два решения с почти прямолинейными гребнями по ширине канала, но с совершенно различными фа-

зовыми скоростями, одна из которых – $c^2 = \frac{1}{2}gh_0$ – согласуется с обычной скоростью длинных волн в канале, а другая – $c^2 = \frac{g}{kh_0}$ – зависит от длины волны и значительно

превосходит первую, хотя обладает сравнительно малой групповой скоростью. Как видим, в решении Макдональда функция $\sigma = f(k)$ неоднозначна: одной и той же длине вдольбереговой волны могут соответствовать несколько различных значений σ и наоборот. К неоднозначным решениям для частоты волн приходит и Е.Н.Пелиновский, рассматривая длинноволновые колебания на континентальном шельфе с учетом вращения земли [5]. По этой причине, несмотря на всю привлекательность этих точных решений, при инженерном проектировании могут возникнуть затруднения, связанные с выбором расчетных зависимостей для вдольбереговых волновых колебаний, так как пока остается открытым вопрос: какой из форм вдольбереговых волновых движений следует отдавать предпочтение в зависимости от природных или технических условий.

Имея в виду большую практическую значимость проблемы изучения воздействия волн на береговые откосы, ниже предлагается приближенное (инженерное) решение задачи о распространении вдольбереговых волн на поверхности стационарного течения воды в трапециевидном канале с произвольно наклонными склонами. Использование этих результатов затем демонстрируется на примере оценки устойчивости и деформируемости берегового склона одного из судоходных каналов.

Приближенная теория вдольбереговых волновых движений в канале. Используя стандартные приемы преобразования координат легко убедиться, что известные линейные уравнения и граничные условия волновых возмущений, наложенных на равномерное течение [1, 6], в цилиндрической системе координат (x, \mathbf{r}, α) , приведенной на рис. 3, принимают следующий вид:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \mathbf{r}^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{\mathbf{r}^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \alpha^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0; \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + U_0^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + 2U_0 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial x} = -g \left(\cos \alpha \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\sin \alpha}{\mathbf{r}} \frac{\partial \varphi}{\partial \alpha} \right), \quad \text{при } \mathbf{r} \cos \alpha = h_0; \quad (8)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \alpha} = 0, \quad \text{при } \alpha = \pm \alpha_0, \quad (9)$$

где φ – потенциал скорости волновых возмущений; t – время; h_0 – максимальная глубина воды в канале; α_0 – угол наклона берегового склона к вертикали (оси z), проходящей через его основание; \mathbf{r} – радиус-вектор, действующий в секторе, ограниченном осью z и береговым склоном; U_0 – скорость стационарного потока в канале (направленная вдоль оси x); знаки « \pm » берутся соответственно в правом и левом треугольных секторах канала. К этим уравнениям следует добавить и уравнение для вертикальных отклонений свободной поверхности:

$$\eta = -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right), \quad (10)$$

которое, как и условие (8), выполняется при $\mathbf{r} = h_0 / \cos \alpha$.

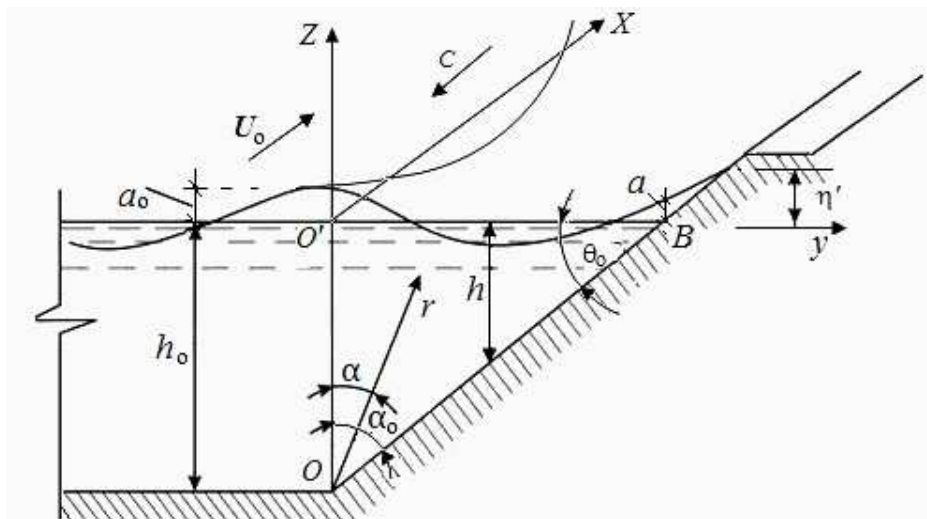


Рис. 3. Расчетная схема вдольбереговых волн в трапецидальном канале.

Для приближенного решения задачи (7)–(9) воспользуемся методом Канторовича [7]. Для этого представим потенциал скорости волновых возмущений в виде:

$$\varphi = U_0 x \pm f(r) F(\alpha) \exp i(\sigma t \pm kx), \quad (11)$$

в котором в качестве базисной выберем функцию

$$f(r) = \cosh(kr). \quad (12)$$

В (11) i – мнимая единица; $\sigma = 2\pi/\tau$ – частота волновых возмущений; τ – период; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина вдольбереговой волны; знаки « \pm » соответствуют распространению волн против и по направлению течения.

В соответствии с методом Канторовича, подставляя обозначения (11) и (12) в (7) и выполняя галеркинскую процедуру усреднения (7) по всему диапазону изменения \mathbf{r} от 0 до $h_0/\cos\alpha_0$, придем к следующему обыкновенному дифференциальному уравнению для определения функции $F(\alpha)$:

$$\left(\sinh \frac{2kh_0}{\cos\alpha_0} + \frac{2kh_0}{\cos\alpha_0} \right) F''(\alpha) + \left(\frac{kh_0}{\cos\alpha_0} \coth \frac{2kh_0}{\cos\alpha_0} - \frac{1}{2} \sinh \frac{2kh_0}{\cos\alpha_0} \right) F(\alpha) = 0. \quad (13)$$

Реальная часть решения уравнения (13) для правого берегового склона (который и будет рассматриваться далее из-за симметричности канала) с учётом обозначения (11) и граничного условия (9) имеет вид:

$$F(\alpha) = C \cos m(\alpha - \alpha_0),$$

где через m обозначена величина

$$m = \left[\frac{\frac{kh_0}{\cos\alpha_0} \coth \frac{2kh_0}{\cos\alpha_0} - \frac{1}{2}}{1 + \frac{2kh_0}{\cos\alpha_0} \left(\sinh \frac{2kh_0}{\cos\alpha_0} \right)^{-1}} \right]^{1/2}, \quad (14)$$

от которой зависит конфигурация волновой поверхности в поперечном направлении канала; C – произвольная постоянная, подлежащая определению или в пределах прямо-

угольной части канала (точнее: над точкой O' , см.рис. 3) или же вдоль береговой линии (т.е. над точкой B). Выражая произвольную постоянную C посредством амплитуды a_0 , заданной в пределах прямоугольной части канала

$$C = \frac{a_0}{\sigma - kU_0} \frac{g}{\cosh kh_0 \cos m\alpha_0},$$

и, ограничиваясь действительными частями решения уравнения (13), с учетом вышепринятых обозначений для потенциала скорости вдольбереговых волн окончательно получим:

$$\varphi = U_0 x \pm a_0 \frac{g}{\sigma - kU_0} \frac{\cosh(kr)}{\cosh(kh_0)} \frac{\cos m(\alpha - \alpha_0)}{\cos(m\alpha_0)} \cos(\sigma t \pm kx). \quad (15)$$

Соответствующая свободная поверхность, определяемая условием (10) при $r = h_0 / \cos\alpha$, будет иметь вид:

$$\eta = a_0 \frac{\cosh(kh_0 / \cos\alpha)}{\cosh(kh_0)} \frac{\cos m(\alpha - \alpha_0)}{\cos(m\alpha_0)} \sin(\sigma t \pm kx). \quad (16)$$

Легко заметить, что в центральной части треугольного, или в начале прямоугольной части трапецидального канала, при $\alpha = 0$ эти решения в точности совпадают с известными решениями для линейных волн на постоянной глубине воды, однако, лишь с той разницей, что здесь, как и в решении Макдональда, частота колебаний σ не определяется однозначно в зависимости от волнового числа k (длины волны λ , распространяющейся по каналу). Действительно, если подставить решение (15) в граничное условие (8), получим дисперсионное соотношение:

$$(\sigma - kU_0)^2 = gk \cos\alpha \cdot \tanh(kh_0 / \cos\alpha) + \frac{gm}{2h_0} \sin 2\alpha \cdot \tan m(\alpha - \alpha_0), \quad (17)$$

которое при $\alpha = \alpha_0$ и произвольном m принимает минимальное значение на береговом склоне:

$$(\sigma - kU_0)^2 = gk \cos\alpha_0 \cdot \tanh(kh_0 / \cos\alpha_0), \quad (18)$$

а при $\alpha = 0$, т.е. в центральной части канала – максимальное:

$$(\sigma - kU_0)^2 = gk \cdot \tanh(kh_0). \quad (19)$$

Выражение (19) в точности совпадает с классическим решением для линейных волн на постоянной глубине потока, а (18) при больших kh_0 , когда по каналу распространяются короткие волны ($\tanh(kh_0 / \cos\alpha_0) \approx 1$), переходит в обобщенное на течение дисперсионное соотношение Стокса (5) (имея в виду, что $\cos\alpha_0 = \sin\theta_0$). При распространении длинных волн по каналу, для которых $\tanh(kh_0) \approx kh_0$, оба уравнения (18) и (19) приводят к известному соотношению:

$$(\sigma - kU_0)^2 = gk^2 h_0.$$

Попытка автора получить из граничного условия (8) промежуточные значения собственных частот вдольбереговых колебаний несколькими известными методами, включая метод Галеркина, каждый раз приводила к комплекснозначному выражению для σ , содержащего интегральные гиперболические и тригонометрические функции, которые не табулированы и не пригодны для практического применения. По этой причине мы

ограничиваемся рассмотрением двух предельных соотношений (18) и (19) для σ , допуская что первым из них следует воспользоваться, когда длина вдольбереговой волны соизмерима (или больше) с шириной канала по дну, а вторым – когда ширина канала по дну превышает длину вдольбереговой волны, и притом волны генерируются в центральной части канала.

Как было отмечено, основным показателем изменения конфигурации волновой поверхности в поперечном направлении канала является коэффициент m (назовем его поперечным волновым числом), вычисляемый по соотношению (14). В зависимости от m в поперечном направлении гребни и ложбины вдольбереговых волн могут быть или сплошными кривыми (которые занимают всю ширину канала, не пересекая уровень спокойного потока) или могут образовать волнистую поверхность с вдольбереговыми узловыми линиями на береговом откосе. Количество этих узловых линий в пределах берегового склона определяется знакопеременностью функции $\cos m(\alpha - \alpha_0)$ и вычисляется целой частью числа n , определяемого равенством:

$$n = \frac{m\alpha_0}{\pi} + \frac{1}{2}, \quad (20)$$

где α_0 в радианах. При $n < 1$ (т.е. когда $n = 0$) имеем дело с первым случаем, т.е. с соизмеримыми или относительно длинными по сравнению с глубиной и шириной канала вдольбереговыми волнами, гребни которых занимают всю ширину канала. При $n \geq 1$ (т.е. когда $n = 1; 2$) гребни вдольбереговых (относительно коротких) волн в поперечном направлении образуют волнистую поверхность со стационарными узловыми линиями, (что и изображено на рис. 3. В последнем случае, т.е. при больших kh_0 , учитывая предельное поведение гиперболических функций, соотношение (14) для поперечного волнового числа упрощается и принимает вид:

$$m = \left(\frac{kh_0}{\cos \alpha_0} - \frac{1}{2} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Тогда, та предельная минимальная длина вдольбереговой волны, при которой происходит переход из первой формы волновой поверхности во вторую, определяется равенством:

$$\lambda^* = 2\pi h_0 / (0,5 + \pi^2 / 4\alpha_0^2) \cos \alpha_0. \quad (22)$$

При $\lambda < \lambda^*$ вдольбереговые узловые линии удалены от берега на расстояниях:

$$l = h_0 \left\{ \tan \alpha_0 - \tan \left[\alpha_0 - \frac{\pi}{m} (n - 0.5) \right] \right\}.$$

Во всех случаях исходя из (16) связь между амплитудами волны на урзе a и над основанием берегового откоса a_0 выражается зависимостью:

$$\frac{a}{a_0} = \left| \frac{\cosh(kh_0 / \cos \alpha_0)}{\cosh kh_0 \cdot \cos m\alpha_0} \right|, \quad (23)$$

согласно которой a всегда больше a_0 и значительно превосходит её при больших kh_0 , т.е. при наличии коротких вдольбереговых волн. При этом вдольбереговые волны, если их кромки не обрушиваются на откосе, смачивают его до отметки, устанавливаемой кривыми, приведенными на рис. 3, а если обрушиваются, то смачивают откос до отметки η' , приближенно определяемой зависимостью:

$$\eta' \approx 2.718a.$$

Следует отметить также, что при больших kh_0 , с учетом (23), уравнение (16) для волновой поверхности может быть заменено асимптотическим выражением:

$$\eta = a \cdot \exp[kh_0 (\sec \alpha - \sec \alpha_0)] \cdot \cos m(\alpha - \alpha_0) \cdot \sin(\sigma t - kx). \quad (24)$$

Амплитудная часть этого выражения (множитель перед $\sin(\sigma t - kx)$) в непосредственной близости от уреза (до первой вдольбереговой узловой линии) почти в точности повторяет конфигурацию амплитудной части решения Стокса, рассчитанной по зависимости (1) (в чем легко убедиться, построив соответствующие кривые при произвольных исходных данных). Это обстоятельство позволяет без ущерба точности воспользоваться более удобными соотношениями Стокса, когда вопрос касается оценки устойчивости берегового склона трапецеидального канала, омываемого относительно короткими волнами, длина которых $\lambda < \lambda^*$.

В дальнейшем нам понадобятся значения компонентов скоростей и давления вдольбереговых волн непосредственно в плоскости берегового откоса, на котором \mathbf{r} принимает значения $\mathbf{r} = (h_0 - h) / \cos \alpha_0$, где h – переменная глубина потока над береговым склоном (см.рис. 3). Продифференцировав по соответствующим координатам выражения для потенциала скорости, для компонентов скоростей и давления получим следующие общие соотношения:

$$u = U_0 \mp AG \sin(\sigma t \pm kx); \quad (25)$$

$$v = AG \cos(\sigma t \pm kx); \quad (26)$$

$$p = \gamma h + \gamma A \sin(\sigma t \pm kx) - \gamma \frac{U_0^2}{2g}, \quad (27)$$

где u и v – составляющие скорости частиц воды в произвольной точке плоскости берегового склона, направленные соответственно вдоль береговой линии и ортогонально к ней, вниз и вверх по береговому склону; p – давление; γ – удельный вес воды; верхние знаки отвечают направлению волн против, а нижние – вдоль основного потока, имеющего скорость U_0 ; A и G – геометрическая и частотная составляющие переменной амплитуды волны, вычисляемые при $n < 1$ ($\lambda > \lambda^*$) зависимостями:

$$A = a_0 \frac{\cosh[k(h_0 - h) / \sin \theta_0]}{\cosh kh_0 \cos m \alpha_0}; \quad (28)$$

$$G = \left(\frac{gk}{\sin \theta_0} \coth \frac{kh_0}{\sin \theta_0} \right)^{1/2}, \quad (29)$$

а при $n \geq 1$ ($\lambda < \lambda^*$) – зависимостями Стокса:

$$A = a \exp(-kh / \sin \theta_0); \quad (30)$$

$$G = (gk / \sin \theta_0)^{1/2}, \quad (31)$$

где θ_0 – угол между невозмущенной поверхностью воды и плоскостью берегового склона.

Эти зависимости могут быть положены в основу оценки устойчивости и деформируемости незакрепленных и закрепленных русл и каналов, подверженных вдольбереговому волновому воздействию.

Расчетные зависимости для оценки устойчивости и деформируемости береговых склонов морских каналов. Рассмотрим сначала статическую устойчивость частиц грунта или элементов защиты бортов морского канала в следующих трех наиболее опасных в смысле размыва направлениях:

- вверх, в направлении нормальном плоскости берегового склона, когда над элементом, лежащем на откосе, проходит подошва волны, а снизу действует фильтрационное противодействие, создаваемое усредненным уровнем воды в канале;
- в направлении течения, обусловленном обтеканием частиц грунта или камней защитной наброски основным потоком и вдольбереговыми волнами;
- вниз по плоскости откоса, в направлении перпендикулярном к береговой линии, обусловленном трехмерной структурой вдольбереговых волн.

Рассмотрение по этим трем направлениям статической устойчивости частиц грунта, лежащих на береговом откосе, приводит соответственно к следующим уравнениям:

$$\gamma'_s d^3 \cos \theta_0 + c_0 d^2 + \gamma A d^2 \sin \beta = 0; \quad (32)$$

$$\gamma'_s f d^3 \cos \theta_0 + c_0 d^2 - \frac{1}{2} \bar{C} \rho d^2 (U_0 + AG)(U_0 \pm AG \sin \beta) = 0; \quad (33)$$

$$\gamma'_s (f \cos \theta_0 - \sin \theta_0) d^3 + c_0 d^2 - \frac{1}{2} \bar{C} \rho d^2 (U_0 + AG) AG \cos \beta + f \gamma A |\sin \beta| d^2 = 0, \quad (34)$$

где d – крупность частицы грунта, приведенной к кубу; $\gamma'_s = (\gamma_s - \gamma)$ – удельный вес грунта во взвешенном состоянии; γ и ρ – удельный вес и плотность воды; f – коэффициент трения грунта; c_0 – коэффициент сцепления; \bar{C} – коэффициент лобового сопротивления частиц грунта; A и G – составляющие амплитуды волны, вычисляемые по формулам (28)–(29) или (30)–(31) в зависимости от значения числа n , устанавливаемого по равенству (20), или от длины предельной волны λ^* определяемой по формуле (22); $\beta = (\sigma t - kx)$ – фаза волны, проходящей над частицей. Согласно (32) для сдвига частицы грунта наиболее опасное значение фазы $\beta = -\pi/2$ соответствует прохождению подошвы волны над частицей; согласно (33) – прохождению гребня волны ($\beta = \pi/2$) – если направление волн совпадает с направлением стационарного течения, или прохождению подошвы волны ($\beta = -\pi/2$) – в противном случае. В (34) экстремальное значение фазы волны β зависит от скорости U_0 и амплитуды волны AG . В первом приближении можно принять $\beta \approx \pi$.

Определяя крупность (d) предельно устойчивых частиц грунта по вышеуказанным трем направлениям, в качестве расчетной следует выбирать наибольшую из них.

Отметим, что с ростом глубины потока h на береговом откосе ($0 \leq h \leq h_0$) резко уменьшается размывающая способность вдольбереговых волн. Например, если считать, что по каналу распространяются короткие волны, и исходить из соотношений (32) и (30), то это уменьшение происходит по экспоненциальному закону. Из этих же соотношений предельная глубина потока (h_w), при которой сила фильтрационного противодействия уравновешивается силой тяжести частицы несвязного грунта ($C_0 = 0$), лежащего на береговом склоне, будет равна:

$$h_w = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{1+m_0^2}} \ln \left(\frac{\gamma}{\gamma'_s} \frac{a}{d} \frac{\sqrt{1+m_0^2}}{m_0} \right), \quad (35)$$

где a – заданная или определяемая по формуле (23) амплитуда вдольбереговой волны на урезе; λ – длина волны; $m_0 = \cot \theta_0$ – первоначальное (проектное) значение коэффициента берегового откоса.

Соотношение (35) может быть положено в основу составления дифференциального уравнения контурной линии размытого берегового склона выше точки, определяемой глубиной h_w . Для этого сдвинем параллельно координатную систему, изображенную на рис. 3, в точку, под которой глубина воды равна h_w , и заменим в (35) h_w и m_0 соответственно переменными $h = f(y)$ и $m_0' = -\frac{dy}{dh}$. Примем также, что в процессе размыва ампли-

туда и длина волны остаются почти неизменными, а величина $\sqrt{1 + m_0'^2}$ принимает приближенные значения $\sqrt{1 + m_0'^2} \approx m_0'$ (имея в виду, что обычно коэффициент откоса m_0' у размываемого берега в несколько раз превышает единицу). Тогда с учетом этих допущений (35) переходит в линейное дифференциальное уравнение:

$$h = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{dh}{dy} \ln \left(\frac{\gamma}{\gamma_s} \frac{a}{d} \right). \quad (36)$$

Решение (36) при соблюдении граничного условия $h = h_w$ при $y = 0$ имеет вид:

$$h = h_w \exp \left[-ky \sqrt{\ln \left(\frac{\gamma}{\gamma_s} \frac{a}{d} \right)} \right] \quad (37)$$

и определяет глубину воды над размытым склоном или, что то же самое, – очертание контура деформированного берегового склона. В (37) $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, а h_w определяется по зависимости (35).

На рис. 4. приведены результаты расчета по (37) переформирования берегового склона одного реально действующего земляного канала, сообщающегося с морской гаванью и предназначенного для передвижения барж и других портовых судов. После двух лет эксплуатации волны, создаваемые баржами, вызвали сильное искажение первоначально трапецеидального сечения канала, размыв берег и раздвинув его более чем на 8 м; склоны канала стали более пологими, а из-за заиления грунта, снятого с берегов канала, приподнялись отметки его дна, угрожая судоходству.

Расчеты проведены со следующими исходными данными: первоначальная глубина канала $h_0 = 5$ м; проектное значение коэффициента откоса $m_0 = \cot \theta_0 = 3.5$; средняя крупность частиц грунта канала $d = 0.5 \cdot 10^{-4}$ м; удельные веса воды и частиц грунта во взвешенном состоянии $\gamma = 1$ т/м³ и $\gamma_s = 1.6$ т/м³; длина и амплитуда вдольбереговой волны $\lambda = 4$ м и $a = 0.35$ м. Результаты расчетов оказались в соответствии с данными натурных наблюдений по размыву берегов морского портового канала.

В случае распространения соизмеримых или больших (по сравнению с глубиной и шириной трапецеидального канала) вдольбереговых волн в уравнения (32)–(34) предельного равновесия частиц грунта следует подставить выражения (23) и (28). Тогда, если исходить из того же условия (32) выброса частицы грунта от поверхности откоса, снова принимая в нем $c_0 = 0$ и $\beta = -\pi/2$, получим следующее соотношение для расчета неразмывающей глубины воды на береговом склоне канала:

$$h_w = h_0 - \frac{\sin \theta_0}{k} \operatorname{acosh} \left[\frac{\gamma_s}{\gamma} \frac{d \cos \theta_0}{a_0} \cos m \left(\frac{\pi}{2} - \theta_0 \right) \cosh kh_0 \right], \quad (38)$$

где a_0 – амплитуда волны, заданная над основанием берегового откоса (или определяемая по соотношениям (23) и (14) – если амплитуда волны (a) задана на урезе первоначально неразмытого склона). При заданной длине вдольбереговой волны ($\lambda = 2\pi/k$) из (38) сразу следует предельное значение амплитуды волны $a_0 = a_{0пр}$, при которой размыв берегового склона задевает дно открытого морского канала ($h_w = h_0$, при $U_0 = 0$):

$$a_{0пр} = \frac{\gamma_s}{\gamma} d \cos \theta_0 \cos m\left(\frac{\pi}{2} - \theta_0\right) \cosh kh_0.$$

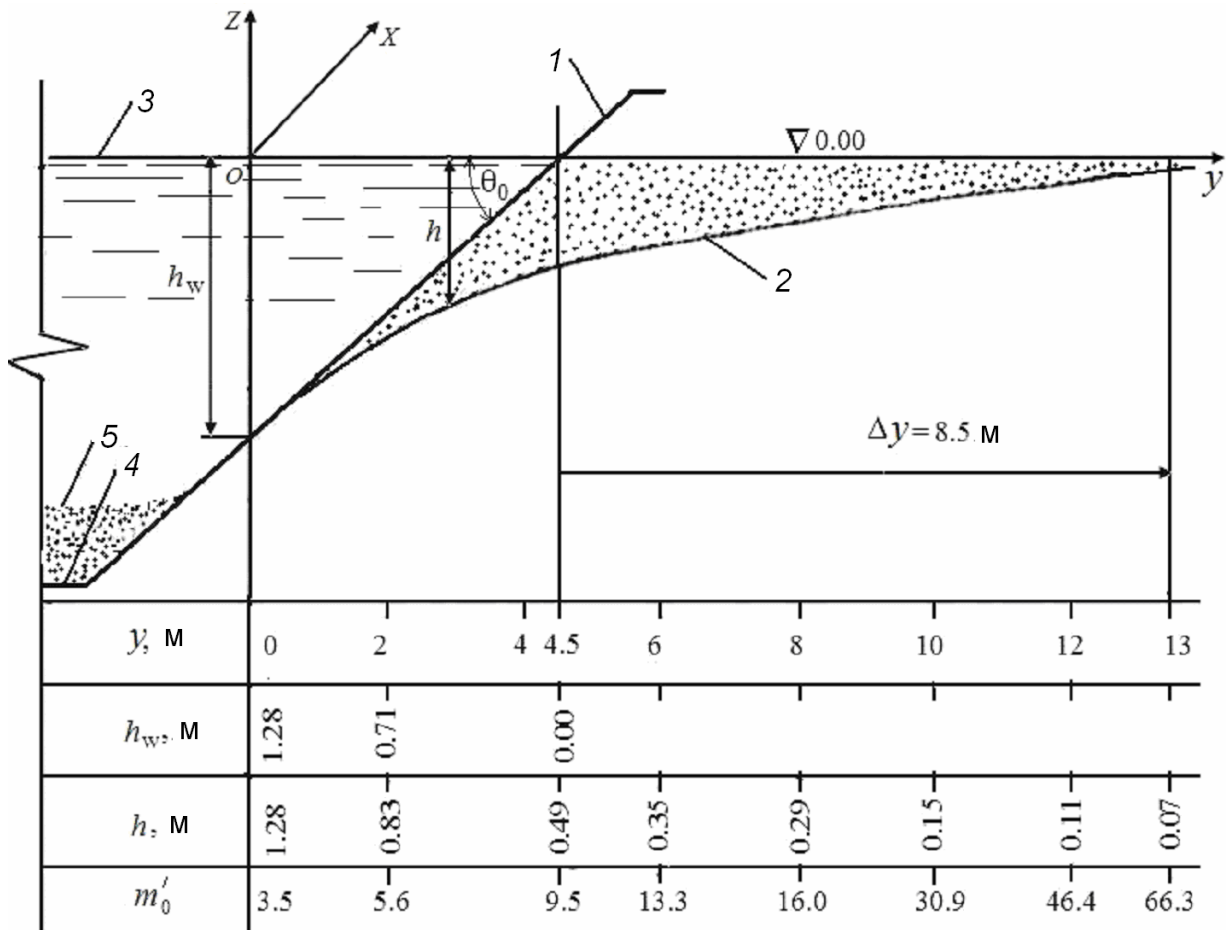


Рис. 4. Контур деформации берегового склона канала короткими волнами:

1 – проектный контур берегового склона; 2 – контур размывого склона; 3 – поверхность воды в канале; 4 – первоначальный контур дна канала; 5 – осажденный грунт; h_w – проектная глубина воды над береговым склоном; y – поперечная координата, отсчитанная от вертикали неразмывающей глубины ($h_w = 1.28$ м).

Если заданная амплитуда $a_0 < a_{0пр}$, то береговой склон размывается частично, а при $a_0 > a_{0пр}$ размыв охватывает дно канала, и дальнейшее использование соотношения (38) становится невозможным. Однако соотношение (38) на одном примере (хотя и весьма частном) дает возможность выявить тенденцию развития конфигурации размыва берегового склона по мере увеличения длины вдольбереговой волны. Действительно, полагая в (38) $a_0 = \frac{\gamma_s}{\gamma} d \cos \theta_0 \cos m\left(\frac{\pi}{2} - \theta_0\right)$, для неразмывающей глубины на береговом склоне получим простое выражение $h_w = h_0(1 - \sin \theta_0)$, не зависящее от длины волны. При рас-

смотрении коротких волн, допуская, что h_w и $\sin \theta_0$ являются переменными величинами (при $h_w = h_0$ и $0 \leq \theta \leq p/2$), это выражение путем постепенного приближения приводит нас к вогнутой форме размытого берегового склона, изображённого на рис. 5, для канала с рассмотренными выше поперечными размерами.

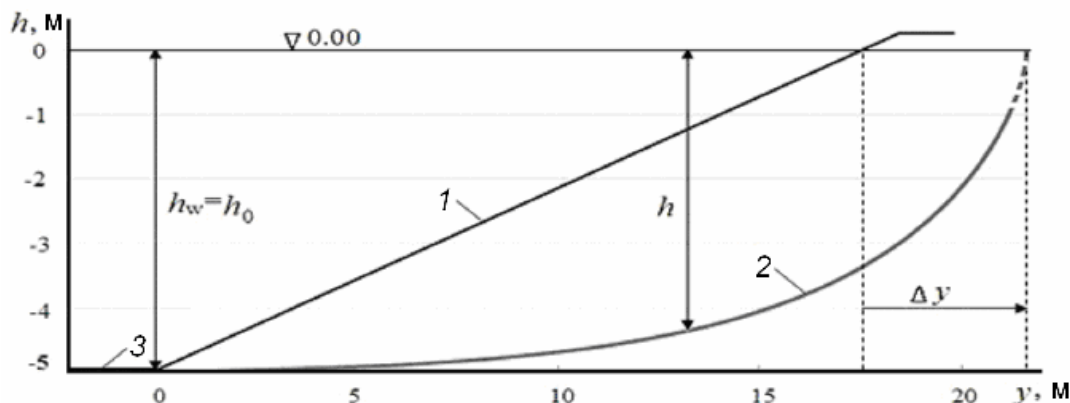


Рис. 5. Характерное очертание размытого склона относительно длинными краевыми волнами: 1 – проектный контур берегового склона; 2 – контур размытого склона; 3 – дно канала.

На основе предлагаемых теоретических решений, основанных на приближенных методах математического анализа, можно прийти к заключению, что короткие вдольбереговые волны, размывая береговой склон открытого морского канала, сложенного из несвязного грунта, придают ему выпуклую форму, в то время как относительно длинные – вогнутую. Разумеется, это заключение требует подтверждения натурными или экспериментальными наблюдениями.

Литература

1. Ламб Г. Гидродинамика. М.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
2. Hanson E.T. The Theory of Ship Waves // Proc. R. Soc. Lond. A 1926. 111. P.491–529.
3. Constantin A. Edge waves along a sloping beach // J. Phys. A: Math.Gen. 34. 2001. P.9723–9731.
4. Johnson R.S. Some contributions to the theory of edge waves // J. Fluid Mech. V.524. 2005. P.81–97.
5. Практикум по динамике океана / Под ред. А.В.Некрасова и Е.Н.Пелиновского, СПб.: Гидрометеоздат, 1992. 318 с.
6. Стокер Дж.Дж. Волны на воде. Л.: ИЛ, 1959. 618 с.
7. Канторович Л.В., Крылов В.Н. Приближенные методы высшего анализа. М.: Физматгиз, 1962. 708 с.

Статья поступила в редакцию 18.08.2010 г.

