

УДК 532.543

DOI 10.17223/19988621/59/5

Б.В. Бошенятов, К.Н. Жильцов**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВОЛН ТИПА ЦУНАМИ
С ПОДВОДНЫМИ БАРЬЕРАМИ¹**

Приведены результаты исследования нелинейных эффектов при взаимодействии длинных гравитационных волн типа цунами с подводными барьерами. В качестве математической модели использованы двумерные уравнения Навье – Стокса в приближении несжимаемой жидкости. Численные результаты получены методом конечных объемов с использованием открытого пакета OpenFOAM. Получены новые данные по исследованию эффективности тонкого и непроницаемого подводного барьера. Показано, что при значениях параметра нелинейности волны больше 0.1 подводный барьер оптимальной высоты гасит около 80 % энергии падающей волны.

Ключевые слова: волна цунами, непроницаемые подводные преграды (барьеры), уравнение Навье – Стокса, коэффициенты отражения и вихревых потерь, численное моделирование.

Волны цунами представляют собой серию длинных гравитационных волн, вызванных внезапным изменением уровня воды на огромных площадях Мирового океана. Наиболее частой причиной таких волн являются подводные землетрясения или мощные извержения вулканов. Вдали от мелководья высота волны обычно меньше одного метра, однако длина волны может достигать нескольких сотен километров. Волны цунами, распространяясь в океане как в мелкой воде, вовлекают в движение всю толщу воды от дна до поверхности океана и обладают огромной энергией, которая обрушивается на прибрежные районы в виде огромных (до 30 м) и продолжительных волн. Для защиты жилых и промышленных районов вблизи береговой линии сооружают протяженные и дорогостоящие барьеры, которые проектируют из условия полного отражения наиболее вероятной высоты волны. Однако, когда волна цунами превышает половину высоты барьера над уровнем моря, барьер превращается в подводный, при этом его эффективность резко падает, поскольку любой искусственный барьер по сравнению с характерной длиной волны цунами является тонким [1]. Точные аналитические решения задачи о взаимодействии волн типа цунами с тонкими подводными барьерами пока удалось получить лишь для уравнений потенциальных течений идеальной несжимаемой жидкости [2]. С другой стороны, известно, что эти решения, в ряде случаев, противоречат экспериментальным данным. Так, в работе [3] была обнаружена аномально высокая степень подавления амплитуды волны типа цунами при её взаимодействии с двумя подводными барьерами, расстояние между которыми намного меньше длины волны $L \ll \lambda$. В работах [4, 5] показано, что аномально высокое подавление амплитуды волны в экспериментах [3] объясняется

¹ Статья написана при поддержке Программы повышения конкурентоспособности ТГУ №8.1.33.2018 и Государственного задания ИПРИМ РАН (№ гос. регистрации темы АААА-А19-119012290136-7).

образованием вблизи преград крупномасштабных вихревых структур, которые аккумулируют в себе значительную часть энергии падающей волны. При этом максимальное поглощение энергии вихревыми структурами имеет место, когда расстояние между барьерами $L \approx 2H$, где H – глубина воды в месте расположения преград. В работе [6] численно и экспериментально изучалось распространение так называемой уединенной волны, «солитона», над прямоугольным непроницаемым барьером (высота барьера $h = 0.1$ м, толщина $b = 0.02$ м), установленном на дне волнового лотка. Глубина воды в лотке $H = 0.14$ м оставалась неизменной, амплитуда падающей волны изменялась так, что $0.1 < A/H < 0.5$. Показано, что при этих условиях эксперимента за преградой образуется сложное вихревое поле, которое, взаимодействуя со свободной поверхностью, в ряде случаев формирует вблизи преграды стоячую волну с обрушением. Исследованы зависимости коэффициентов отражения $K_R = A_R/A$ (A_R – усредненная высота отраженной от преграды волны) и прохождения K_T гравитационной волны через преграду, а также зависимость относительного коэффициента потерь энергии на преграде

$K_V = \sqrt{1 - K_R^2 - K_T^2}$ от параметра нелинейности волны A/H . Установлено, что максимальная величина диссипации энергии на преграде достигается при $A/H = 0.15$ и составляет около 25 % от энергии падающей волны. Важно отметить, что в этой работе исследования проводились при относительно короткой длине волны λ , величина параметра $H/\lambda \approx 0.15$. Отметим, что для природных волн цунами у побережья, где обычно устанавливают преграды, параметр $H/\lambda < 0.001$ [7]. В работах [7, 8] подвергается критике популярная практика моделирования волн цунами уединенной волной, поскольку длина такой волны с увеличением её высоты уменьшается: при $A/H > 0.2$ параметр $H/\lambda > 0.15$. Отмечается, что при изучении эффективности подводных барьеров такое моделирование, из-за недостаточной длины уединенных волн, в ряде случаев приводит к неверной оценке нелинейных и вязких эффектов.

Отличительной особенностью наших исследований является то, что численное моделирование изучаемых явлений проводится на основе и, как правило, совместно с экспериментами в гидродинамическом лотке Института прикладной механики Российской академии наук (ИПРИМ РАН) [9–11]. Конструкция гидродинамического лотка и высокоточный метод измерения уровня воды [12, 13] обеспечивают достаточно полное моделирование волн цунами. В частности, установка оснащена генератором волны кессонного типа (без подвижных элементов), который с высокой точностью создает длинную гравитационную волну (параметр $H/\lambda = 0.03$) заданной амплитуды с параметрами (исключая моделирование по числам Рейнольдса), близкими к натурным для реальных волн цунами. Так, в работе [14] впервые было обнаружено, что существует оптимальная высота преграды $h \approx 0.87H$, при которой в крупномасштабных вихревых структурах, вблизи тонкой непроницаемой преграды, аккумулируется максимальная энергия W_V . В работе [15] разработана теоретическая модель, которая объясняет существование оптимальной высоты преграды, и из которой следует, что вихревые потери энергии могут достигать 50% от энергии падающей волны. Однако из тех же экспериментов следует, что при взаимодействии волн с тонкой одиночной преградой заданной высоты наблюдается довольно значительный разброс данных по относительным энергиям вихревых потерь W_V/W , что в ряде случаев приводило к снижению (до 30 %) суммарной энергии подавления волн.

Таким образом, экспериментальные результаты работы [14] свидетельствуют о том, что необходимы более детальные исследования с целью выявления дополнительных условий и параметров, влияющих на эффективность вихревого подавления волн типа цунами подводными барьерами. В этом и состоит основная цель данной работы.

В работе приведены результаты численных исследований нелинейных эффектов при взаимодействии волн типа цунами с тонким подводным барьером при его высоте, близкой к оптимальной $h/(H+A) = 0.855-0.875$. В численных экспериментах изменялась лишь высота падающей волны. Длина волны, глубина воды и высота барьера оставались неизменными. Численное моделирование изучаемых волновых процессов проводилось в виртуальном волновом лотке, размеры которого в точности совпадали с размерами реального гидродинамического лотка ИПРИМ РАН: длина лотка 15 м, ширина – 0.26 м, высота – 0.4 м.

Методы исследования

Математическая постановка задачи

Рассматривается двумерная ($x-y$) нестационарная задача о течении несжимаемой вязкой жидкости со свободной границей в канале с препятствием, моделирующая волновое движение. В декартовой системе координат ось x направлена вдоль канала, ось y – вертикально вверх. Для описания движения вязкой несжимаемой жидкости используется система уравнение Навье – Стокса совместно с уравнением неразрывности:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \bar{v} + \rho \bar{g}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (2)$$

где $\bar{v} = (u, v)$ – вектор скорости, ρ – плотность, p – давление, \bar{g} – ускорение силы тяжести, μ – коэффициент динамической вязкости.

На всех твердых границах канала граничные условия соответствуют условиям прилипания:

$$\bar{v} = 0. \quad (3)$$

На свободной поверхности жидкости $y = d(x, t) = H + \xi(x, t)$, где $\xi(x, t)$ – смещение свободной поверхности, в традиционной постановке соблюдаются кинематическое условие

$$\frac{\partial d}{\partial t} + u \frac{\partial d}{\partial x} = v \quad (4)$$

и динамические условия равенства нормального напряжения сумме внешнего и капиллярного давлений, а также отсутствия касательных напряжений:

$$\begin{aligned} p_{nn} &= -p_0 + p_k, \\ p_{ns} &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где p_k – капиллярное давление.

В качестве начальных условий в момент времени $t = 0$ задается распределение функции $d(x,0)$, соответствующее начальному перепаду уровня воды в канале. При $0 \leq x \leq 1.5$ м распределение $d(x,0) = H + 2A$, при $1.5 \text{ м} < x \leq 15 \text{ м} - d(x,0) = H$.

В наших расчетах мы полагаем, что течение в канале является ламинарным. Обоснованием такого подхода являются результаты экспериментов в каналах прямоугольного сечения [16], которые свидетельствуют о достаточно высоких числах Рейнольдса перехода в турбулентное состояние $\mathbf{Re}^* = \rho_1 U_{\text{cp}} H / \mu_1$, где U_{cp} – усредненная по глубине скорость жидкости, H – начальная глубина воды в канале. При этом величина \mathbf{Re}^* увеличивается с уменьшением расстояния от входа в канал. Так, при $x/H = 60$ начало перехода в турбулентное состояние соответствует значению $\mathbf{Re}_1^* = 8 \cdot 10^3$, а конец перехода $\mathbf{Re}_2^* = 1.8 \cdot 10^4$. Кроме того, известно, что с уменьшением начальных возмущений в потоке жидкости число Рейнольдса перехода также увеличивается. В нашем случае, при длине волны $\lambda \approx 3$ м, $H \approx 0.1$ м величина $x/H \leq 30$, а начальные возмущения перед волной близки к нулю.

Методика расчета

Уравнения (1), (2) с соответствующими начальными и граничными условиями решались с помощью метода контрольных объемов. Численные расчеты проводились с использованием решателя InterFoam свободно распространяемого пакета программ OpenFOAM [18]. В процессе расчета временной шаг был нефиксированным и рассчитывался автоматически из условия, что число Куранта не должно быть больше 0.6. Расчет физического времени прохождения волны по каналу составляет 20 с.

Для расчета среды использовался метод Volume of Fluid (VOF), предложенный в [17], позволяющий отслеживать изменение границы раздела сред вода – воздух. Уравнение переноса записывается в виде

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \gamma = 0, \quad 0 \leq \gamma \leq 1, \quad (6)$$

где γ – объемная концентрация вещества в расчетной ячейке. Когда $\gamma = 0$ – в расчетной ячейке находится воздух, $\gamma = 1$ – в расчетной ячейке находится жидкость. Если $0 < \gamma < 1$ – расчетная ячейка находится на границе раздела сред.

Локальная плотность и вязкость в каждой расчетной ячейке в зависимости от параметра γ рассчитываются по формулам

$$\begin{aligned} \rho &= \gamma \rho_{\text{в}} + (1 - \gamma) \rho_{\text{ж}}, \\ \mu &= \gamma \mu_{\text{в}} + (1 - \gamma) \mu_{\text{ж}}. \end{aligned}$$

Для проверки аппроксимационной сходимости численного метода были выполнены расчеты на последовательности сеток. Численные расчеты проводились для расчетной области длиной 15 и высотой 0.120 м. Амплитуда падающей волны $A = 3.5$ мм, начальный уровень воды в канале $H = 0.103$ мм. Сетка расчетной области состояла из структурированных прямоугольных ячеек, которые в процессе расчета имели фиксированный размер. Мелкая расчетная сетка имела шаг

$\Delta x = 0.002$ метра, а шаг $\Delta y = 0.001$ м и состояла из 900 000 ячеек. Промежуточная расчетная сетка имела шаг $\Delta x = \Delta y = 0.002$ м и состояла из 450 000 ячеек. Грубая расчетная сетка имела шаг $\Delta x = \Delta y = 0.004$ м и состояла из 112 000 ячеек. Валидация численного расчета проводилась путем сравнения кривой смещения свободной поверхности $d(t)$ с аналогичной кривой, полученной в эксперименте. На рис. 1 представлено сравнение численных расчетов на различных расчетных сетках с экспериментом в сечении $x = 5.245$ м. Как можно видеть, численное решение имеет сходимость на последовательности сеток. Мелкая расчетная сетка также имеет хорошее совпадение с экспериментальной кривой.

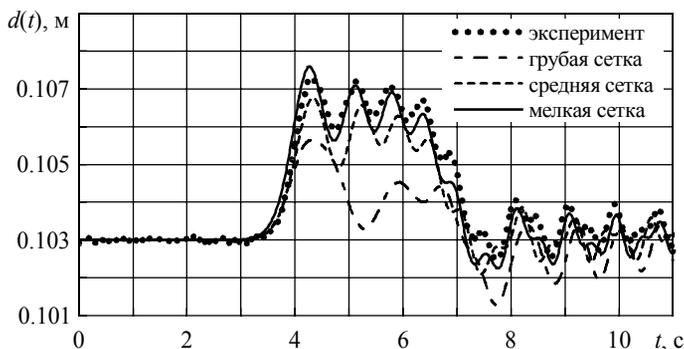


Рис. 1. Временная зависимость смещения поверхности воды $d(t)$

Fig. 1. Water level evolution with time $d(t)$

Методика численного моделирования была верифицирована прямым сравнением с соответствующими экспериментами и для случая более сложной задачи – трансформации и обрушения сильно нелинейной волны ($A/H \approx 1$) при её взаимодействии с пологим мелководьем. Данные результаты можно увидеть в работе [10].

Методика исследований

В начальный момент времени в расчетной области задается распределение объемной концентрации γ , соответствующее начальному состоянию уровня воды в рабочей части лотка (длина 13.5 м) и в генераторе волны (длина которого равна 1.5 м). При $t = 0$ распределение скорости во всей расчетной области лотка задавалось равным нулю. С началом расчета под действием силы тяжести начинается волновое движение.

Исследуемый барьер (преграда) устанавливался вблизи середины лотка, чтобы исключить влияние отраженных волн от торцевых стенок лотка. В данных исследованиях он располагался на расстоянии 9.04 м от начала лотка. Высота барьера $h = 95$ мм, а толщина $b = 10$ мм. Глубина воды в гидродинамическом лотке и длина генерируемой волны оставались неизменными: $H = 103$ мм, $\lambda = 3000$ мм, а высота падающей волны изменялась от 0.5 до 16.5 мм, т.е. в более широком, чем в работе [14] диапазоне. В трех сечениях рабочей части гидродинамического лотка, на расстояниях 4.5, 6 и 12 м от начала лотка фиксировался уровень воды в зависимости от времени: $H + \xi(t) = d(t)$. На рис. 2 дан схематический чертеж, образующихся волн при взаимодействии с подводным барьером.

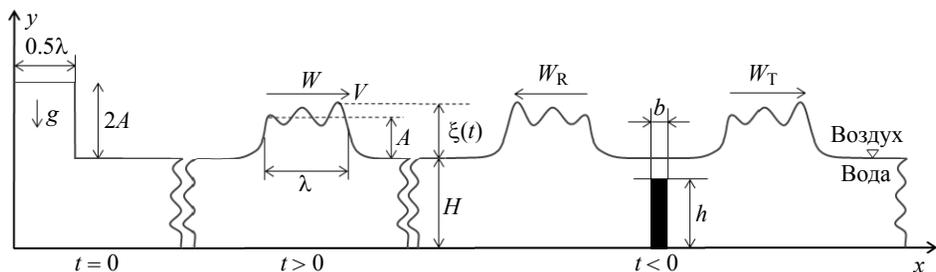


Рис. 2. Схематический чертеж гравитационной волны, образующейся при взаимодействии с подводным барьером

Fig. 2. Schematic diagram of the gravitational waves generated when interacting with underwater barrier

По расчетным зависимостям уровня $d(t)$, полученных в этих сечениях, строились волновые диаграммы смещения свободной поверхности для каждого численного эксперимента, что позволяло надежно идентифицировать падающие отраженные и прошедшие через преграду волны и вычислять скорости их распространения. Коэффициенты K_R , K_T и K_V определялись на основе вычисления полной энергии соответствующих волн:

$$K_R = \sqrt{\frac{W_R}{W}}; \quad K_T = \sqrt{\frac{W_T}{W}}; \quad K_V = \sqrt{1 - \frac{W_R}{W} - \frac{W_T}{W}}. \quad (7)$$

Полная энергия гравитационной волны равна сумме потенциальной и кинетической энергий $W = W_p + W_k$:

$$W_p = \frac{g\rho_1}{2} \int_0^\lambda \xi^2(x) dx = \frac{g\rho_1}{2} V \int_0^T \xi^2(t) dt; \quad (8)$$

$$W_k = \frac{\rho_1}{2} \int_0^\lambda dx \int_0^{H+\xi} v^2(x, y) dy = \frac{\rho_1}{2} V \int_0^T dt \int_0^{H+\xi} v^2(x, y) dy. \quad (9)$$

В формулах (8) и (9) g – ускорение силы тяжести, V – скорость гравитационной волны. Скорость распространения слабых волн ($A/H < 0.1$) равна скорости распространения малых возмущений в мелкой воде: $V = c = \sqrt{gH}$. При этом $W_k = W_p$ и полная энергия волны $W = 2W_p$. Таким образом, в этом случае полную энергию волны легко вычислить по формуле (8) только на основе измерения зависимости $\xi(t)$ [1].

Обсуждение результатов

Результаты численного моделирования

Основная цель наших исследований, результаты которых приведены в данной работе, заключается в том, чтобы найти оптимальные условия взаимодействия волн типа цунами с непроницаемыми подводными барьерами, при которых суммарный эффект подавления энергии волн будет максимальным. Для тонких непроницаемых преград суммарный эффект подавления складывается из энергии в отраженной волне и вихревой энергии, аккумулируемой вблизи преграды. Чтобы упростить задачу, на первом этапе исследований наши усилия были сосредоточены на детальном исследовании физических эффектов при взаимодействии с пре-

градами лишь слабых гравитационных волн ($A/H < 0.16$), при этом моделируемая волна цунами имела достаточно продолжительное время взаимодействия с преградой, чтобы крупномасштабные вихревые структуры вблизи преграды могли полностью установиться.

На рис. 3 дана зависимость относительной вихревой энергии (по отношению к энергии падающей волны W), аккумулируемой вблизи тонкой непроницаемой преграды, от относительной высоты преграды, построенная на основе экспериментов и численного моделирования работы [14].

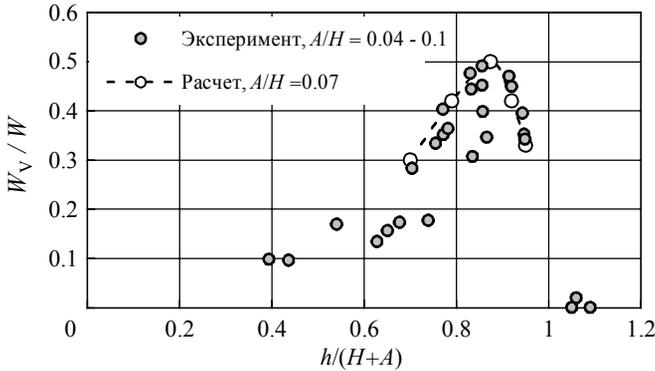


Рис. 3. Относительная вихревая энергия W_v/W , аккумулируемая вблизи тонкой непроницаемой преграды в зависимости от безразмерной высоты преграды

Fig. 3. Relative energy of the eddies W_v/W , accumulated near a thin impermeable barrier, as a function of dimensionless height of the barrier

Видно, что с увеличением высоты барьера в диапазоне $0 < h/(H+A) < 0.87$ вихревая энергия плавно увеличивается, достигая максимума (до 50 % от энергии падающей волны), а затем резко уменьшается до нуля. Далее высоту барьера $h \approx 0.87H$, при которой вихревые потери достигают максимума, будем называть оптимальной высотой. Важно отметить, что при оптимальной высоте преграды разброс экспериментальных данных достигает 30 и более процентов, что свидетельствует о влиянии на эффективность вихреобразования другого неучтенного параметра.

На рис. 4 приведены относительные потери энергии на преграде в зависимости от параметра нелинейности: $W_v/W = f(A/H)$. Треугольные маркеры – данные, полученные в результате численного моделирования по вышеизложенной методике, при оптимальной высоте барьера. Круглые маркеры – данные численного моделирования, взятые из работы [6], при относительной высоте барьера меньше оптимальной: $h/(H+A) < 0.65$.

Из рис. 4 видно, что при $A/H > 0.1$ и высоте подводной преграды, близкой к оптимальной, потери энергии падающей волны при прохождении через преграду (т.е. без учета отраженной энергии) достигают 50 % и почти в два раза больше, чем при высоте $h/(H+A) < 0.65$. При этом, вне зависимости от высоты преграды, имеет место слабая зависимость от параметра нелинейности. При значениях параметра $A/H < 0.075$ и оптимальной высоте барьера мы наблюдаем резкое уменьшение энергетических потерь. Визуализация поля скоростей вблизи барьера наглядно демонстрирует причины наблюдаемой на рис. 4 зависимости.

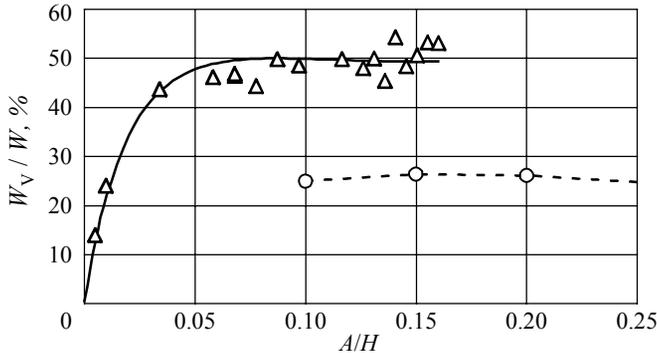


Рис. 4. Зависимость относительной энергии, аккумулируемой в вихревых структурах, от параметра нелинейности. Треугольные маркеры – для оптимальной высоты преграды, круглые маркеры – результаты работы [6], полученные при высоте преграды $h/(H+A) < 0.65$

Fig. 4. Relative energy accumulated in the eddy structures as a function of nonlinearity parameter. The triangles indicate the optimum barrier height; the circles, the numerical results obtained at the barrier height of $h/(H+A) < 0.65$ in [6]

На рис. 5 приведены результаты численного моделирования динамики поля скоростей вблизи непроницаемого подводного барьера оптимальной высоты $h = 0.85(H + A)$ и при значении параметра $A/H = 0.068$, больше которого потери энергии достигают максимальной величины, равной 50 % от энергии падающей волны (см. рис. 4).

Из рис. 5 видно, при $t = 7$ с передний фронт гравитационной волны приблизился к преграде. Скорость потока за фронтом волны увеличивается со временем пропорционально уровню воды $\xi(t)$. При $t = 7.4$ с картина обтекания становится несимметричной, за угловой точкой преграды уже виден зарождающийся вихрь. При $t = 7.6$ с – вихрь за преградой полностью сформировался и далее, отбирая энергию у проходящей через преграду волны, он увеличивается в размерах до максимального диаметра равного глубине воды в лотке, а затем ($t = 9.5$ с) начинается формирование второго вихря с противоположным вращением. При $t = 11$ с мы видим вблизи преграды сформировавшиеся крупномасштабные вихревые образования, суммарная энергия которых составляет 50 % (теоретический максимум [15]) от энергии падающей волны). В это время задний фронт гравитационной волны уже ушел за поле зрения кадра. Видим, что скорость жидкости вне вихревых структур близка к нулю. Далее при $t = 11-14$ с вихревые образования живут своей жизнью, взаимодействуя друг с другом и распадаясь на более мелкие вихреобразования, постепенно теряя энергию, из-за внутреннего трения жидкости.

На рис. 6, при взаимодействии с той же преградой более слабой волны $A/H = 0.0048$ мы наблюдаем совершенно другую картину. Из рис. 6 видно, что симметричное (потенциальное) обтекание преграды без вихрей продолжается более 1 с – рис. 5, а – 5, e. Образование вихря наблюдается лишь на девятой секунде. При $t = 9.5$ с небольшой вихрь у верхней угловой кромки преграды полностью сформировался. При $t = 11$ с взаимодействие падающей волны с преградой и рост размера вихря практически прекратились, скорость жидкости вне

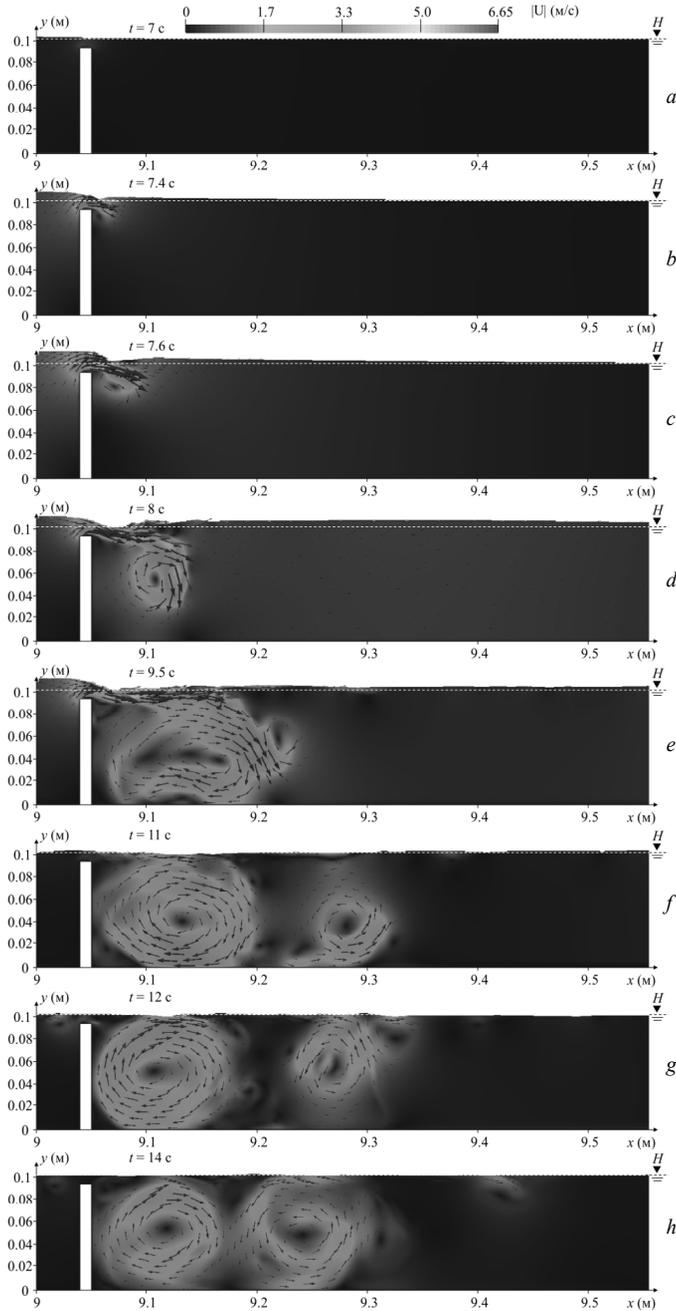


Рис. 5. Процесс генерации и эволюции вихрей за непроницаемой преградой оптимальной высоты при $A/H = 0.068$. На всех характеристических кадрах течения тонкой пунктирной линией показан начальный уровень воды в волновом лотке

Fig. 5. Eddy generation and evolution behind the impermeable barrier of optimal height at $A/H = 0.068$. The dashed line indicates the initial water level in a wave flume

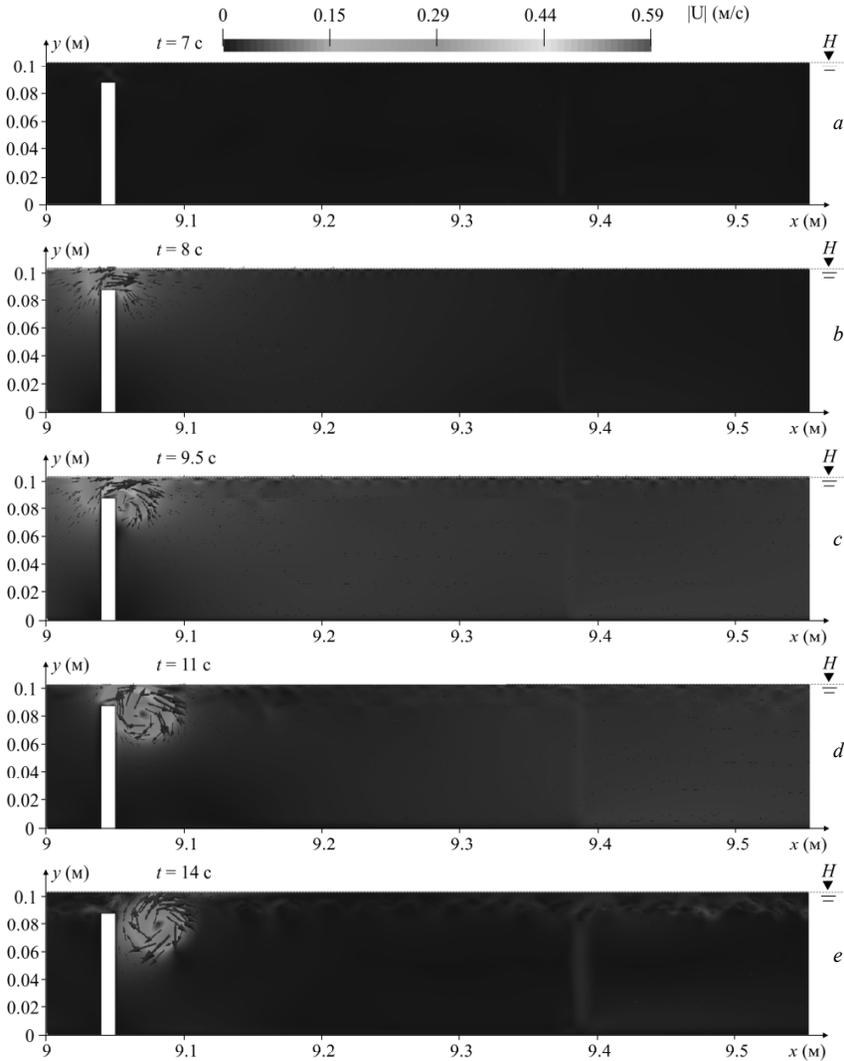


Рис. 6. Процесс генерации и эволюции вихрей за непроницаемой преградой оптимальной высоты при $A/H = 0.0048$. Тонкой пунктирной линией (на всех кадрах) показан начальный уровень воды в волновом лотке

Fig. 6. Eddy generation and evolution behind the impermeable barrier of optimal height at $A/H = 0.0048$. The dashed lines indicate the initial water level in a wave flume (in all the pictures)

вихревого образования близка к нулю. В этот момент времени в соответствии с рис. 4 вихревая энергия не превышает 10%. Далее происходит постепенная диссипация вихревой энергии, которая локализована вблизи преграды.

Таким образом, представленная на рис. 4 зависимость энергетических потерь при прохождении длинной гравитационной волны над подводным барьером объясняется характером вихреобразования в непосредственной близости за барьером, который зависит не только от высоты барьера, но и от высоты падающей волны.

Условия образования вихревых структур в исследованиях [6, 19] и многих других, например [20], не соответствуют оптимальным. Высота преград, как правило, меньше оптимальной величины. Поэтому, даже для гравитационных волн относительно большой высоты $A/H > 0.1$ потери энергии на преграде не превышают 30 %. Кроме того, во многих случаях волну цунами моделируют относительно короткими волнами, продолжительности которых недостаточно для полномасштабного развития вихревых структур [8]. Этим и объясняется существенно более низкая эффективность подводных преград в подавлении энергии гравитационных волн, которую наблюдали другие авторы подобных исследований.

Довольно неожиданным результатом наших исследований является то, что относительная энергия W_R/W , уносимая отраженной от барьера волной, так же, как и вихревая W_V/W , зависит от высоты падающей волны. На рис. 7 приведена зависимость коэффициента отражения K_R от параметра нелинейности при оптимальной высоте барьера. Там же, для сравнения, приведены данные работ [6, 19], полученные при высоте барьера меньше оптимальной. Кроме того, на рис. 7 пунктирными линиями показаны соответствующие величины коэффициента отражения волны от преграды той же высоты, но бесконечно большой протяженности в направлении распространения волны $b = \infty$, рассчитанные по линейной теории мелкой воды [1]:

$$K_R = \frac{\sqrt{H} - \sqrt{H-h}}{\sqrt{H} + \sqrt{H-h}} = 0.564. \tag{10}$$

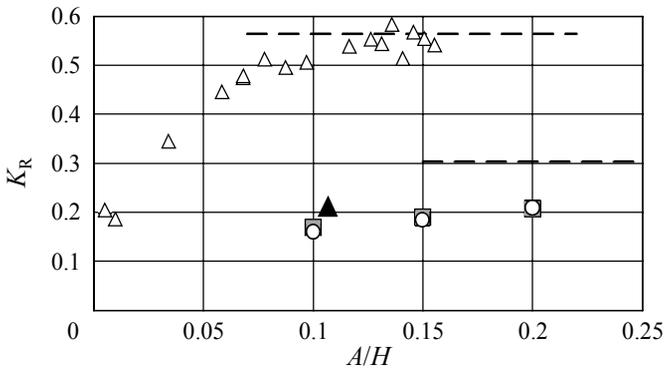


Рис. 7. Зависимость коэффициента отражения K_R от параметра нелинейности A/H . Треугольные маркеры относятся к преграде оптимальной высоты, круглые и прямоугольные маркеры – численные данные работ [6, 19] Штриховые линии – соответствующий расчет по линейной теории мелкой воды для преграды бесконечной толщины ($b = \infty$) в виде ступеньки.

Fig. 7. Dependency diagram of the reflection coefficient K_R on the nonlinearity parameter A/H . The nonlinearities indicate the optimum barrier height; the circles and squares, the numerical results from [6, 19]; the dashed lines, the results calculated using a linear theory of shallow water for a barrier of infinite thickness ($b = \infty$) in the form of step

Видно, что в диапазоне изменения $0.05 < A/H < 0.12$ коэффициент отражения увеличивается от 0.2 до максимально возможной величины при заданной высоте

преграды равной 0.564, рассчитанной по формуле (10). Расчетные данные работ [6, 19], полученные при взаимодействии гравитационной волны с подводной преградой, высота которой отличалась от оптимальной $h/(H+A) < 0.65$, находятся значительно ниже полученных в данной работе результатов. Видно, что в этом случае коэффициенты отражения не превышают 0.22 и на 25 % ниже максимально возможной величины при той же высоте преграды, рассчитанной по формуле (10). Также на рис. 7 черный треугольник – численный расчет, проведенный нами и повторяющий условия работы [19]. Можно отметить, что имеющееся отклонение от данных работы [19] является результатом того, что авторы рассматривали более короткую уединенную волну.

Отметим, что наши исследования взаимодействия волн типа цунами с подводными преградами конечной толщины [21] показали, что для преграды оптимальной высоты и толщины $b > 0.1\lambda$ коэффициент отражения практически не изменяется и равен коэффициенту отражения от преграды бесконечной толщины ($b = \infty$). Таким образом, образование за преградой крупномасштабных вихревых структур увеличивает эффективную толщину преграды, делая ее волновое сопротивление эквивалентным волновому сопротивлению преграды бесконечной толщины $b = \infty$. При этом коэффициент отражения можно с достаточной точностью вычислять по формуле (10).

В заключение статьи приведем график, который характеризует суммарную эффективность тонкой (по отношению к длине волны) преграды оптимальной высоты в зависимости от параметра нелинейности A/H . На рис. 8 дана такая зависимость: $\frac{W_R + W_V}{W} \cdot 100 \% = f(A/H)$. Для сравнения на рис. 8 приведены расчетные

данные работы [6], в которой исследовались характеристики подобной преграды произвольной (не оптимальной) высоты при взаимодействии с более короткой волной.

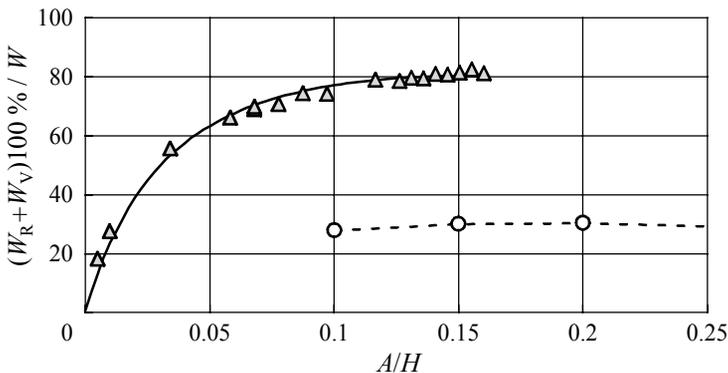


Рис. 8. Суммарная эффективность тонкой и непроницаемой подводной преграды: треугольные маркеры соответствуют оптимальной высоте преграды $h \approx 0.8H$; круглые маркеры – данные работы [6] при высоте преграды ниже оптимальной

Fig. 8. Total efficiency of the thin impermeable underwater barrier: the triangles indicate the optimum barrier height $h \approx 0.8H$; the circles, the results for barrier height lower than optimum presented in [6]

Из рис. 8 видно, что для слабых волн $A/H < 0.1$, падающих на преграду, суммарная эффективность преграды сильно зависит от высоты волны. При значениях параметра нелинейности $A/H < 0.01$ суммарные потери энергии не превышают 20 %. При значениях $0.13 < A/H < 0.16$ потери энергии на преграде оптимальной высоты достигают максимальной величины равной 80 % от энергии падающей волны; данные по эффективности подобной преграды не оптимальной высоты, приведенные в работе [6], более чем в 2.5 раза ниже.

Заключение

Получены новые результаты исследований особенностей взаимодействия длинных гравитационных волн типа цунами с непроницаемыми подводными барьерами. Ранее было установлено [4, 6, 14], что в ряде случаев вблизи тонкой непроницаемой преграды образуются крупномасштабные вихревые структуры, которые аккумулируют значительную часть (25 % и более) энергии, проходящей над ней волны. В работах [14, 15], было показано, что существует оптимальная высота преграды, при которой энергия вихревых структур может достигать максимальной величины равной 50 % от энергии падающей волны. Таким образом, суммарная эффективность тонкой подводной преграды определяется не только энергией отраженной волны, но и энергией крупномасштабных вихревых структур, образующихся вблизи преграды.

Установлено, что при оптимальной высоте подводного барьера $h \approx 0.8H$ как энергия отраженной волны, так и энергия, поглощаемая вихревыми структурами, зависят от высоты падающей волны. При значениях $A/H < 0.0001$, что соответствует натурным величинам для волн цунами в глубоком океане, течение вблизи тонкого подводного барьера высотой $h < 0.9H$ имеет практически потенциальный характер и волны типа цунами преодолевают эти барьеры практически без потерь энергии. При значениях $A/H > 0.1$ и оптимальной высоте барьера суммарные потери энергии на тонкой преграде составляют около 80 % от энергии падающей волны: 30 % отраженная энергия и 50 % – вихревая.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин Б.В., Носов М.А. Физика цунами и родственных явлений в океане. М.: Янус-К, 2005. 360 с.
2. Li Ai-jun, Liu Yong, Li Hua-jun. Accurate solutions to water wave scattering by vertical thin porous barriers // Hinduwi Publishing Corporation Mathematical Problems in Engineering. 2015. Article ID 985731. 11 pages. <http://dx.doi.org/10.1155/2015/985731>.
3. Фридман А.Н., Альперович Л.С., Шемер Л., Пустильник Л., Штивельман Д., Марчук А.Г., Либерзон Д. О подавлении волн цунами подводными барьерами // УФН. 2010. Т. 180. № 8. С. 843–850
4. Бошнятов Б.В., Жильцов К.Н. Математическое моделирование взаимодействия длинных волн типа цунами с комплексом преград // Современные наукоемкие технологии. 2015. № 12. С. 80 – 83.
5. Boshenyatov B.V., Zhiltsov K.N. Simulation of the interaction of tsunami waves with underwater barriers // American Institute of Physics. Conference Series. 2016. V. 1770. No. 3. P. 030088.
6. Wu Y.T., Hsiao S.C., Huang Z.C., Hwang K.S. Propagation of solitary waves over a bottom-mounted barrier // Coastal Engineering. 2012. V. 62. P. 31–47. DOI: 10.1016/j.coastaleng.2012.01.002.
7. Madsen P.A., Fuhrman D.R., Schaffer H.A. On the solitary wave paradigm for tsunamis // Journal of Geophysical Research. 2008. V. 113: C12012. DOI: 10.1029/2008JC004932.

8. *Qu K., Ren X.Y., Kraatz S.* Numerical investigation of tsunami-like wave hydrodynamic characteristics and its comparison with solitary wave // *Applied Ocean Research*. 2017. V. 63. P. 36–48.
9. *Бошенятов Б.В., Попов В.В.* Экспериментальные исследования взаимодействия волн типа цунами с подводными преградами // *Изв. вузов. Физика*. 2012. Т. 55. № 9/3. С. 145–150.
10. *Бошенятов Б.В., Лисин Д.Г.* Численное моделирование волн типа цунами в гидродинамическом лотке // *Вестник Томского государственного университета. Математика и механика*. 2013. № 6 (26). С. 45–55.
11. *Бошенятов Б.В.* Особенности моделирования волн цунами в лабораторной установке // *Материалы XIX Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВСМПС'2015)* 2015. С. 384–385.
12. *Бошенятов Б.В., Левин Ю.К., Попов В.В., Семянистый А.В.* Метод измерения волн малой амплитуды на водной поверхности // *ПТЭ*. 2011. № 2. С. 116–117.
13. *Бошенятов Б.В., Левин Ю.К., Попов В.В.* Устройство измерения уровня воды // *Патент РФ на изобретение № 2485452. Приоритет 07.10.2010. Заявка № 2010141060. Зарегистрировано 20.06.2013.*
14. *Бошенятов Б.В.* О подавлении волн цунами подводными преградами // *Доклады Академии наук*. 2013. Т. 452. № 4. С. 392–395.
15. *Бошенятов Б.В.* О вихревом механизме подавления волн цунами подводными преградами // *Доклады Академии наук*. 2017. Т. 477. № 4. С. 485–487.
16. *Кутателадзе С.С., Миронов Б.П., Накоряков В.Е., Хабахнашева Е.М.* Экспериментальные исследования пристенных турбулентных течений. Новосибирск: Наука, 1975. 166 с.
17. *Hirt, C.W., Nichols, B.D.* Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free Boundaries // *J. Comp. Phys*. 1981. V. 39. P. 201–225; DOI: 10.1016/0021-9991(81)90145-5.
18. *OpenFOAM Foundation.* OpenFOAM. User guide. Available at <http://www.openfoam.org>. 2016. p. 211.
19. *Wu Y.T., Hsiao S-C.* Propagation of solitary waves over double submerged barriers // *Water*. 2017. V. 9. P. 917; doi:10.3390/w9120917.
20. *Huang C.-J., Dong C.-M.* On the interaction of a solitary wave and a submerged dike // *Coastal Engineering*. 2001. V. 43 P. 265–286
21. *Бошенятов Б.В., Жильцов К.Н.* Исследование взаимодействия волн цунами с подводными преградами конечной толщины в гидродинамическом лотке // *Вестник Томского государственного университета. Математика и механика*. 2018. № 51. С. 86–103.

Статья поступила 10.12.2018 г.

Boshenyatov B.V., Zhiltsov K.N. INVESTIGATION OF NON-LINEAR EFFECTS RESULTING FROM THE INTERACTION OF TSUNAMI LIKE WAVES AND UNDERWATER BARRIERS. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta. Matematika i mekhanika* [Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics]. 59. pp. 37–52

DOI 10.17223/19988621/59/5

Keywords: tsunami wave, impermeable underwater obstacles (barriers), Navies-Stocks equations, reflection coefficient, eddy loss coefficient, numerical modeling.

The paper presents the investigation results on the nonlinear effects due to the interaction of long gravitational tsunami-like waves with underwater barriers. Mathematical model is based on the two-dimensional Navier–Stokes equations for an incompressible fluid. The numerical results are obtained using the finite volume method and the open source OpenFOAM package.

The new data on the efficiency of thin impermeable underwater barrier are presented. The energy of incident, reflected, and transmitted waves is determined using the integral method. The coefficients of reflection and transmission, as well as the eddy loss coefficient are obtained from the calculation of wave total energy. It is shown that the total efficiency of the thin underwater

barrier is governed not only by reflected wave energy, but also by the energy of large-scale eddies generated near the barrier. It is revealed that at the optimum height of the barrier, the energy of reflected wave and the energy absorbed by eddies both depend on the incident wave height. When the nonlinearity parameter of the wave is greater than 0.1, the underwater barrier of optimal height suppresses about 80% of the incident wave energy.

Financial support. This work was carried out within the framework of the Competitiveness Enhancement Program of National Research Tomsk State University (№ 8.1.33.2018), Fundamental Research Programs of The Institute of Applied Mechanics of Russian Academy of Sciences (Project N AAAA-A19-119012290136-7).

BOSHENYATOV Boris Vladimirovich (Doctor of Technical Sciences, Institute of Applied Mechanics Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation). E-mail: bosbosh@mail.ru

ZHILTSOV Konstantin Nikolaevich (Research Institute of Applied Mathematics and Mechanics of Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation). E-mail: konstantin@niipmm.tsu.ru

REFERENCES

1. Levin B.V., Nosov M.A. (2005) *Fizika tsunami i rodstvennykh yavleniy v okeane* [Physics of tsunamis and related phenomena in the ocean]. Moscow: Yanus-K.
2. Li A., Liu Y., Li H. (2015) Accurate solutions to water wave scattering by vertical thin porous barriers. *Mathematical Problems in Engineering*. 2015. pp. 1–11. DOI: 10.1155/2015/985731.
3. Fridman A.M., Alperovich L.S., Shemer L., Pustilnik L.A., Shtivelman D., Marchuk A.G., Liberzon D. (2010) Tsunami wave suppression using submarine barriers. *Physics-Uspexhi*. 53(8). pp. 809–816. DOI: 10.3367/UFNe.0180.201008d.0843.
4. Boshenyatov B.V., Zhil'tsov K.N. (2015) Matematicheskoe modelirovanie vzaimodeystviya dlinnykh voln tipa tsunami s kompleksom pregrad [Mathematical simulation of the interaction of long tsunami type waves and complex of barriers]. *Modern High Technologies*. 12-1. pp. 20–23.
5. Boshenyatov B.V., Zhil'tsov K.N. (2016) Simulation of the interaction of tsunami waves with underwater barriers. *American Institute of Physics. Conference Series*. 1770(3). p. 030088. DOI: 10.1063/1.4964030.
6. Wu Y.T., Hsiao S.C., Huang Z.C., Hwang K.S. (2012) Propagation of solitary waves over a bottom-mounted barrier. *Coastal Engineering*. 62. pp. 31–47. DOI: 10.1016/j.coastaleng.2012.01.002.
7. Madsen P.A., Fuhrman D.R., Schaffer H.A. (2008) On the solitary wave paradigm for tsunamis. *Journal of Geophysical Research*. 113(C12012). pp. 1–22. DOI: 10.1029/2008JC004932.
8. Qu K., Ren X.Y., Kraatz S. (2017) Numerical investigation of tsunami-like wave hydrodynamic characteristics and its comparison with solitary wave. *Applied Ocean Research*. 63. pp. 36–48. DOI: 10.1016/j.apor.2017.01.003.
9. Boshenyatov B.V., Popov V.V. (2012) Eksperimental'nye issledovaniya vzaimodeystviya voln tipa tsunami s podvodnymi pregradami [Experimental studies of the interaction of tsunami-like waves and underwater obstacles]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Fizika – Russian Physics Journal*. 55. 9/3. pp. 145–150.
10. Boshenyatov B.V., Lisin D.G. (2013) Numerical simulation of tsunami type waves in a hydrodynamic channel. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta. Matematika i mekhanika – Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics*. 6(26). pp. 45–55.
11. Boshenyatov B.V. (2015) Osobennosti modelirovaniya voln tsunami v laboratornoy ustanovke [Features of tsunami wave modeling in a laboratory flume]. *Proceedings of the XIX International Conference on Computational Mechanics and Modern Applied Software Systems*. pp. 384–385.

12. Boshenyatov B.V., Levin Yu.K., Popov V.V., Semyanistyy A.V. (2011) A method for measuring small-amplitude waves on a water surface. *Instruments and Experimental Techniques*. 54(2). pp. 254–255. DOI: 10.1134/S0020441211020229.
13. Boshenyatov B.V., Levin Yu.K., Popov V.V. (2013) *Ustroystvo izmereniya urovnya vody* [Water level measuring device]. RF Patent 2485452.
14. Boshenyatov B.V. (2013) Suppression of tsunami waves by underwater obstacles. *Doklady Physics*. 58(10). pp. 453–456. DOI: 10.7868/S0869565213290070.
15. Boshenyatov B.V. (2017) The vortex mechanism of suppression of tsunami waves by underwater obstacles. *Doklady Earth Sciences*. 477(2). pp. 1434–1436. DOI: 10.1134/S1028334X17120017.
16. Kutateladze S.S., Mironov B.P., Nakoryakov V.E., Habakhpasheva E.M. (1975) *Ekspperimental'nye issledovaniya pristennykh turbulentnykh techeniy* [Experimental study of the wall turbulent flows]. Novosibirsk: Nauka.
17. Hirt C.W., Nichols B.D. (1981) Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*. 39. pp. 201–225. DOI: 10.1016/0021-9991(81)90145-5.
18. *OpenFOAM Foundation. OpenFOAM. User guide*. Available at <http://www.openfoam.org>. 2016. p. 211.
19. Wu Y.-T, Hsiao S.-C. (2017) Propagation of solitary waves over double submerged barriers. *Water*. 9(12). pp. 1–17. DOI:10.3390/w9120917.
20. Huang C.-J., Dong C.-M. (2001) On the interaction of a solitary wave and a submerged dike. *Coastal Engineering*. 43(3). pp. 265–286. DOI: 10.1016/S0378-3839(01)00017-5.
21. Boshenyatov B.V., Zhiltsov K.N. (2018) Investigation of the interaction of tsunami waves and submerged obstacles of finite thickness in a hydrodynamic wave flume. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta. Matematika i mekhanika – Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics*. 51. pp. 86–103. DOI: 10.17223/19988621/51/8.