

Численный анализ распространения волны цунами из одного бассейна в другой через пролив прямоугольного поперечного сечения

В рамках нелинейной теории длинных поверхностных волн методом конечных разностей выполнен численный анализ распространения волны цунами из одного бассейна в другой через пролив прямоугольного сечения. Очаг цунами имеет эллиптическую форму и располагается в первом бассейне, включающем материковый склон и шельф. Глубины пролива и второго бассейна постоянны. Установлено, что на характеристики волны в обоих бассейнах влияют ширина и длина соединяющего их пролива, а также положение очага цунами в первом бассейне по отношению к входу в пролив. Максимальные высоты прошедших во второй бассейн волн цунами реализуются при положении очага цунами на материковом склоне непосредственно напротив входа в пролив, а также для узких и относительно коротких проливов. Выполнен анализ эволюции поля горизонтальной скорости в волне цунами для различных положений источника генерации.

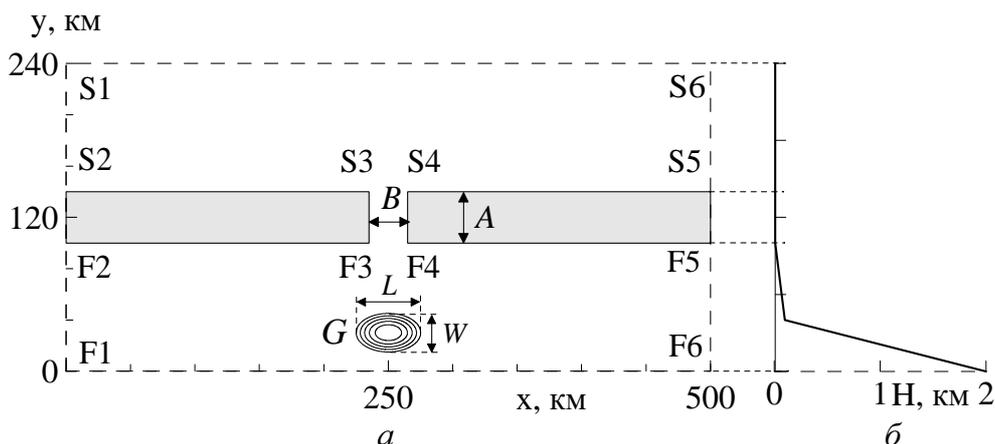
Ключевые слова: волны цунами, эллиптический очаг генерации, двумерное распространение, численные решения, нелинейная модель длинных волн, распространение через проливы.

Введение. Если характер излучения волн цунами из зоны генерации во многом определяется пространственно-временными особенностями источника генерации [1], то на распространение волн цунами в открытых и прибрежных районах морских бассейнов существенное влияние оказывают изменения глубины бассейна, бухты, заливы, острова, проливы и другие нерегулярности рельефа дна и границы бассейна. Эффекты рефракции и дифракции длинных волн приводят к крайне нерегулярному распределению их энергии по акватории бассейна и вдоль его границы [2]. Анализ особенностей распространения, усиления и ослабления волн, вызванных указанными выше факторами, представляется важным не только для изучения общих физических закономерностей волн цунами, но и для совершенствования методов оценки цунамиопасности побережья.

Проливы представляют собой водные объекты, через которые посредством волн осуществляется передача возмущений из одного бассейна в другой. Такая ситуация, например, потенциально реализуется в системе Черное море – Азовское море – Средиземное море. С определенной степенью уверенности можно утверждать, что волны цунами 11 – 12 сентября 1927 г., 28 декабря 1939 г. и 12 июля 1966 г. прошли из Черного моря в Азовское через Керченский пролив: отголоски этих черноморских цунами зарегистрированы в пунктах Опасное и Мариуполь в Азовском море [3]. Закономерности передачи энергии волн цунами через проливы изучены явно недостаточно.

В данной работе в рамках нелинейной модели длинных волн выполнен численный анализ особенностей распространения волн цунами из одного бассейна в другой через пролив прямоугольного сечения. Основное внимание уделено анализу влияния положения сейсмического источника и геометрических параметров пролива на особенности распространения и высоты волн цунами при выходе из пролива во второй бассейн.

Математическая модель. Два бассейна (F1-F2-F3-F4-F5-F6-F1 и S1-S2-S3-S4-S5-S6-S1) соединены прямолинейным проливом (F3-F4-S4-S3-F3) прямоугольного сечения шириной B и длиной A (рис. 1, *а*). Рельеф дна обоих бассейнов является цилиндрическим, то есть глубина бассейнов H зависит только от меридиональной координаты y .



Р и с. 1. Схема двух бассейнов с соединяющим их проливом (*а*) и цилиндрическое распределение глубины (*б*)

При численном моделировании распространения волн глубина бассейна по y задавалась кусочно-линейной зависимостью (рис. 1, *б*). Рельеф дна первого бассейна характеризуется шельфом с малым уклоном дна и крутым плоским материковым склоном. При $y \leq 0$ глубина бассейна постоянна. Глубины второго бассейна и пролива постоянные.

Генератор волн – вертикальные смещения эллиптического участка дна G , происходящие при $t \geq 0$ по закону

$$h(x, y, t) = h_0(x, y)q(t), \quad (x, y) \in G, \quad (1)$$

который будет описан ниже. В формуле (1) t – время; x – зональная координата; $q = 0$ при $t \leq 0$.

В рамках нелинейной теории поверхностных длинных волн движение жидкости в бассейне в полных потоках описывается системой уравнений [4]

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{U^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{UV}{D} \right) = -gD \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{gn^2}{D^{7/3}} U \sqrt{U^2 + V^2}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{UV}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{V^2}{D} \right) = -gD \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{gn^2}{D^{7/3}} V \sqrt{U^2 + V^2}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0, \quad (4)$$

где $U(x, y, t)$ и $V(x, y, t)$ – проекции полного горизонтального потока жидкости на оси x и y соответственно; $\zeta(x, y, t)$ – смещение свободной поверхности жидкости от горизонтального положения; $D = H(y) + \zeta(x, y, t) - h(x, y, t) > 0$ – полная глубина жидкости с учетом смещений свободной поверхности и дна бассейна; g – ускорение свободного падения; $n = 0,013$ – параметр Маннинга. Значениям $h > 0$ соответствует подъем, $h < 0$ – опускание дна бассейна.

В начальный момент времени жидкость неподвижна, ее свободная поверхность горизонтальна, поэтому

$$U = V = 0, \quad \zeta = 0 \quad (t = 0). \quad (5)$$

Исходные данные и вычислительный алгоритм. Задача (2) – (5) решалась численно методом конечных разностей в прямоугольной области F1-S1-S6-F6-F1, показанной на рис. 1, а. Она имеет шесть открытых участков границы F1-F2, F1-F6, F5-F6, S1-S2, S1-S6, S5-S6 и шесть участков в виде твердых вертикальных боковых стенок F2-F3, F4-F5, S2-S3, S4-S5, F3-S3, F4-S4, ограничивающих пролив. На открытых участках границы задавались условия свободного выхода линейных длинных волн из расчетной области [4 – 6], на твердых участках границы – условия непротекания жидкости. Все эти условия записываются в виде

$$\frac{\partial V}{\partial t} - C \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (\text{F1-F6}), \quad \frac{\partial V}{\partial t} + C \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (\text{S1-S6}), \quad (6)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} - C \frac{\partial U}{\partial y} = 0 \quad (\text{F1-F2}), \quad \frac{\partial U}{\partial t} + C \frac{\partial U}{\partial y} = 0 \quad (\text{F5-F6}), \quad (7)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} - C \frac{\partial U}{\partial y} = 0 \quad (\text{S1-S2}), \quad \frac{\partial U}{\partial t} + C \frac{\partial U}{\partial y} = 0 \quad (\text{S5-S6}), \quad (8)$$

$$V = 0 \quad (\text{F2-F3}), \quad V = 0 \quad (\text{F4-F5}), \quad V = 0 \quad (\text{S2-S3}), \quad V = 0 \quad (\text{S4-S5}), \quad (9)$$

$$U = 0 \quad (\text{F3-S3}), \quad U = 0 \quad (\text{F4-S4}), \quad (10)$$

где $C = \sqrt{gH(y)}$ – локальная скорость распространения линейных длинных волн. Условия свободного выхода волн из расчетной области являются приближенными для поставленной нелинейной задачи.

Смещения дна бассейна (1) в эллиптической области с центром в точке (x_0, y_0) задавались в виде

$$h_0 = a_0 \begin{cases} \cos^2(\pi\xi/2), & \xi \leq 1, \\ 0, & \xi > 1, \end{cases} \quad \xi = 2\sqrt{\frac{(x-x_0)^2}{L^2} + \frac{(y-y_0)^2}{W^2}}, \quad (11)$$

$$q = 0 \quad (t < 0), \quad q = t/T \quad (0 \leq t \leq T), \quad q = 1 \quad (t > T). \quad (12)$$

Здесь L и W – большая и малая оси эллиптической зоны деформации дна соответственно; $a_0 = h_0(x_0, y_0)$ – максимальное смещение дна бассейна; T – длительность деформаций дна. Смещения дна (1), (11), (12) описывают изменения глубины бассейна с остаточными деформациями $h = h_0(x, y)$ ($t \geq T$).

Рельеф дна бассейна задавался следующим образом (рис. 1, б): глубина континентального склона первого бассейна (0 – 60 км) убывает по направлению к проливу линейно от 2000 до 100 м; глубина шельфовой зоны (60 – 100 км) убывает по направлению к проливу от 100 до 10 м; глубина пролива и второго бассейна постоянна и равна 10 м. Длина пролива изменялась от 30 до 50 км, ширина – от 5 до 50 км.

Для задания длины L и ширины W эллиптического участка дна, а также максимальных смещений дна a_0 использовались эмпирические зависимости от магнитуды землетрясения M , предложенные в работах [7, 8]. Результаты расчетов, представленные ниже, получены при $L = 50$ км, $W = 30$ км, $a_0 = 1$ м ($M = 7$).

Начально-краевая задача (2) – (10) решалась методом конечных разностей по явно-неявной схеме [4 – 6]. Для проекций потока жидкости U , V и смещений свободной поверхности ζ использовались разнесенные сетки (сетка Аракавы C). Шаги интегрирования по пространству и времени выбирались на основе вычислительных экспериментов. Для основной части расчетов пространственные шаги $\Delta x = \Delta y = 250$ м (сеточная область 2000×960 точек), шаг интегрирования по времени $\Delta t = 1$ с.

Численные эксперименты показали, что при входе волны в шельфовую зону первого бассейна, при распространении в проливе и выходе волны из пролива во второй бассейн происходит усиление вычислительной дисперсии, которая проявляется в образовании за головной волной паразитных коротких колебаний свободной поверхности жидкости. Для ослабления вычислительной дисперсии применен метод, описанный в [9]. Он использует направленные разности для проекций полного потока жидкости U и V на оси x и y соответственно. Кроме этого, применяются аппроксимации более высокого порядка для частных производных по x и y в уравнениях (2) – (4). В частности, для производных функции $\zeta(x, y, t)$ по x и y в правых частях уравнений (2) и (3) и для производных проекций полного потока жидкости $U(x, y, t)$ по x и $V(x, y, t)$ по y в уравнении неразрывности (4) использованы аппроксимации

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)_{i,j}^n &= \frac{27(\zeta_{i,j}^n - \zeta_{i-1,j}^n) - (\zeta_{i+1,j}^n - \zeta_{i-2,j}^n)}{24\Delta x} + O(\Delta x^4), \\ \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)_{i,j}^n &= \frac{27(\zeta_{i,j}^n - \zeta_{i,j-1}^n) - (\zeta_{i,j+1}^n - \zeta_{i,j-2}^n)}{24\Delta y} + O(\Delta y^4), \\ \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)_{i,j}^{n+1} &= \frac{27(U_{i,j}^{n+1} - U_{i-1,j}^{n+1}) - (U_{i+1,j}^{n+1} - U_{i-2,j}^{n+1})}{24\Delta x} + O(\Delta x^4), \end{aligned}$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)_{i,j}^{n+1} = \frac{27(V_{i,j}^{n+1} - V_{i,j-1}^{n+1}) - (V_{i,j+1}^{n+1} - V_{i,j-2}^{n+1})}{24\Delta y} + O(\Delta y^4),$$

где (i, j) – номер узла расчетной сетки; n – номер шага по времени.

Помимо этого использовалось следующее осреднение смещений свободной поверхности жидкости ζ и проекций полного потока жидкости U, V через каждые 30 шагов по времени:

$$\varphi_{i,j}^{n+1} = \frac{31}{32}\varphi_{i,j}^{n+1} + \frac{\varphi_{i+1,j}^{n+1} + \varphi_{i-1,j}^{n+1} + \varphi_{i,j+1}^{n+1} + \varphi_{i,j-1}^{n+1}}{4 \cdot 32}.$$

Результаты численного анализа. При смещении участка дна бассейна (11), (12) формируется локальное возмущение жидкости. Для кратковременных подвижек форма свободной поверхности при $t = T$ практически повторяет остаточные деформации дна бассейна $\zeta = h_0(x, y)$ [10]. В данной работе $T = 5$ с, что позволяет считать подвижку дна мгновенной. В процессе эволюции начального возмущения жидкости образуется волна цунами, пространственная структура и интенсивность которой зависят от положения зоны деформаций дна бассейна и характеристик пролива.

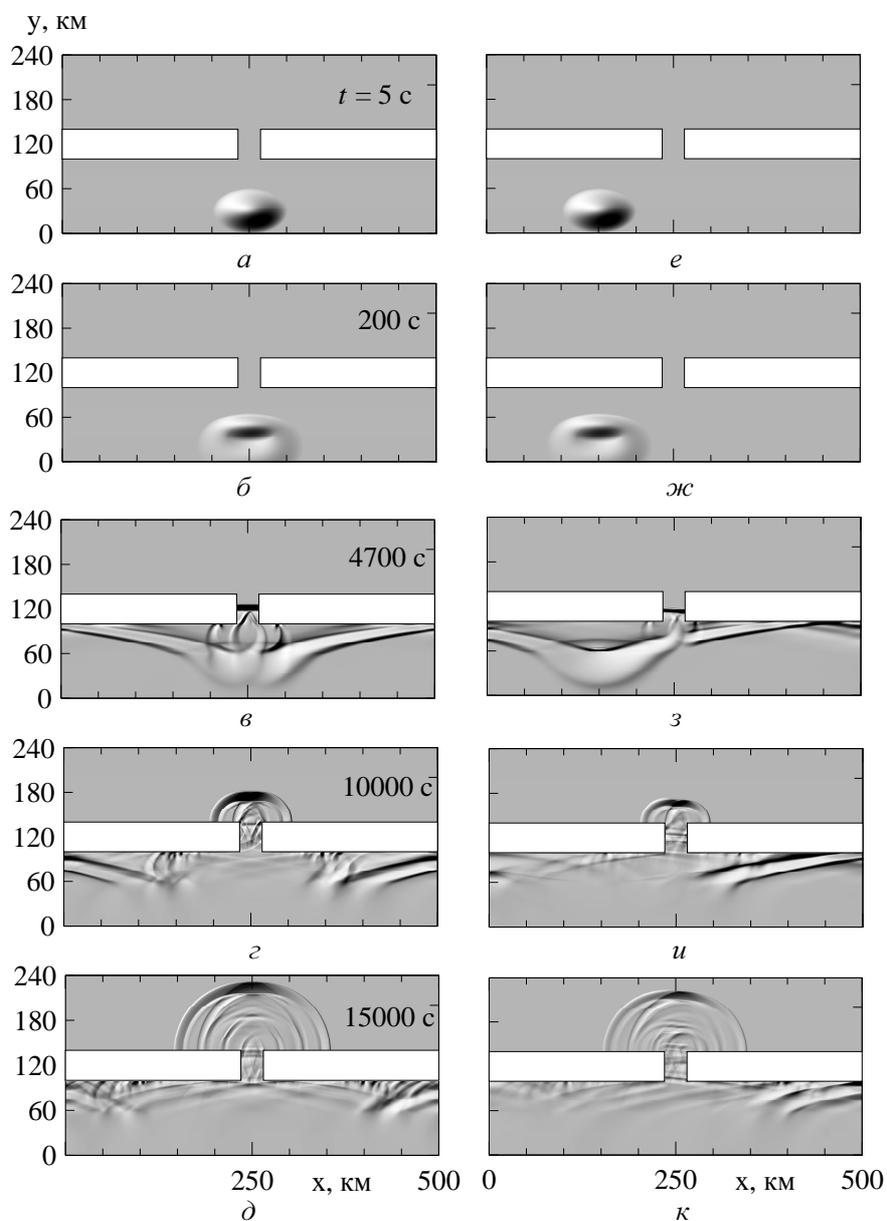
Вне зависимости от положения эллиптической зоны деформаций дна G по отношению к входу в пролив (рис. 1) наблюдается направленность распространения волн: волны наибольшей амплитуды излучаются по направлению к входу в пролив и в противоположную от него сторону.

Трансформацию пространственной структуры волны для двух различных положений очага цунами относительно пролива иллюстрирует рис. 2. При смещении эллиптического участка дна в центральной части материкового склона при $t = T$ формируется вытянутое вдоль изобат поднятие свободной поверхности жидкости (рис. 2, а, е). При опускании его центральной части образуется асимметричная кольцевая волна с наибольшей амплитудой на участках, ориентированных к берегу и от него (рис. 2, б, ж). Волна, излученная в глубоководную часть бассейна, выходит через открытые участки границы F1-F2, F1-F6, F5-F6 и в последующем не влияет на эволюцию волн в расчетной области.

Наибольшую высоту имеет волна, распространяющаяся в сторону пролива. Она включает головную волну повышения и следующую за ней волну понижения свободной поверхности жидкости. В результате уменьшения скорости распространения и рефракции на материковом склоне длина волны уменьшается, высота увеличивается, а гребень стремится стать параллельным береговой черте (рис. 2, в, з) [2].

При расположении зоны зарождения цунами непосредственно напротив пролива при подходе к нему продолжается усиление волны. В результате ее отражения от боковых стенок F2-F3, F4-F5 формируются знакопеременная отраженная волна, распространяющаяся в отрицательном направлении оси y , а также две захваченные шельфом знакопеременные волны, распространяющиеся вдоль твердой границы бассейна в противоположных относительно входа в пролив направлениях (рис. 2, в). Эффект вдольберегового распро-

странения волн описан ранее в работах [2, 11]. Передний фронт волны проходит в пролив. По достижению волной выхода из пролива она начинает распространяться от него в виде кольцевых волн, как при локализованном генераторе волн цунами в бассейне постоянной глубины (рис. 2, *з*, *д*). Затем волна выходит из расчетной области через открытые участки границы S1-S2, S1-S6, S5-S6.



Р и с. 2. Распространение волны цунами из эллиптической зоны генерации при параметрах пролива $A = 40$ км, $B = 30$ км: *a* – *д* – очаг цунами располагается напротив входа в пролив, *e* – *к* – сдвинут влево параллельно берегу на расстояние двух длин очага $2L = 100$ км. Моменты времени указаны на рисунках

При расположении очага цунами слева от пролива динамика волн несколько иная. В результате отражения волны от боковой стенки F2-F3 образуются знакопеременная отраженная волна, распространяющаяся в отрицательном направлении оси y , и две захваченные шельфом знакопеременные волны, распространяющиеся вдоль твердой боковой границы в противоположных направлениях, как и при расположении очага цунами напротив пролива (рис. 2, з). Распространяющаяся вправо знакопеременная захваченная шельфом волна в первом бассейне достигает входа в пролив, частично проходит в него и частично продолжает свое распространение вдоль правой твердой стенки. По достижению волной выхода из пролива во второй бассейн она начинает распространяться от него как от локального генератора цунами, но с незначительным смещением в северо-восточном направлении переднего фронта волновых возмущений (рис. 2, и, к).

Структура и количественные характеристики поля горизонтальной скорости в волне цунами существенно изменяются со временем и зависят от положения зоны деформаций дна по отношению к входу в пролив. При расположении очага цунами напротив входа в пролив на материковом склоне преобладают волновые течения, направленные вдоль оси y (рис. 3, а, б). В относительно мелководном проливе генерируются волновые скорости, достигающие $0,9 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ (рис. 3, б), на выходе из него – $0,5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ (рис. 3, в). Если зона генерации цунами сдвинута влево по отношению к входу в пролив, влияние пролива на начальном этапе проявляется слабо (рис. 3, а; 4, а), оно возрастает при входе волны в пролив (рис. 3, б; 4, б). Со временем формируются волновые течения северо-восточного направления (рис. 4, в). В проливе генерируется течение с волновой скоростью до $0,4 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, на выходе из него скорость течения достигает $0,3 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$.

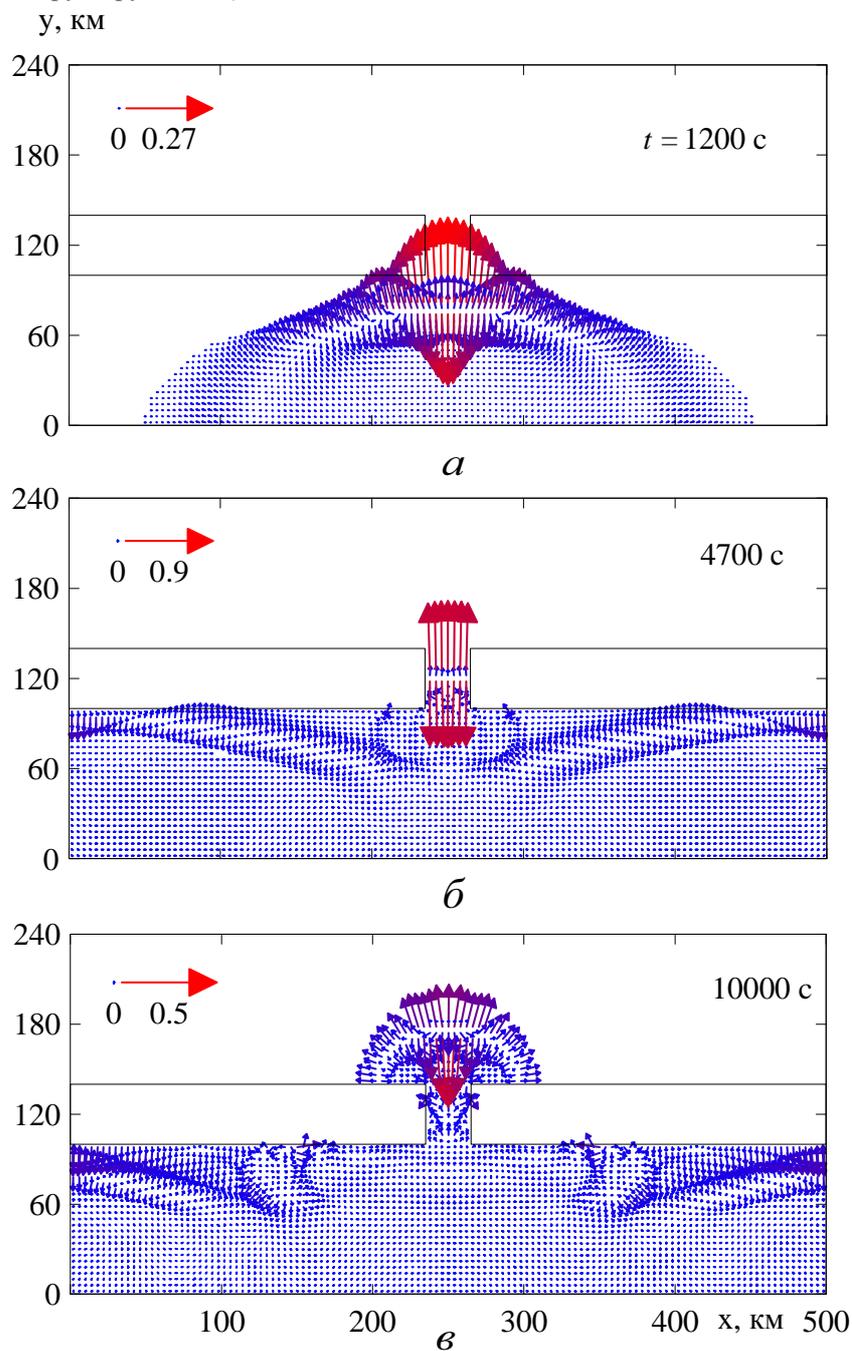
Профили свободной поверхности поперек пролива на входе и выходе из него позволяют изучить форму волны, распространяющейся вдоль пролива. Так, из рис. 5 следует, что при расположении очага цунами непосредственно напротив пролива на материковом склоне по нему проходит знакопеременная волна с головной волной повышения и следующей за ней волной понижения свободной поверхности.

Если очаг цунами сдвинут влево от пролива параллельно берегу на расстояние двух его длин, поведение волн в зоне пролива существенно изменяется. Вначале у левой границы пролива возникает возвышение поверхности жидкости (рис. 6, а), которое сменяется понижением (рис. 6, б). Затем аналогичные колебания поверхности жидкости происходят у правой границы пролива, но с меньшими амплитудными характеристиками (рис. 6, г – е).

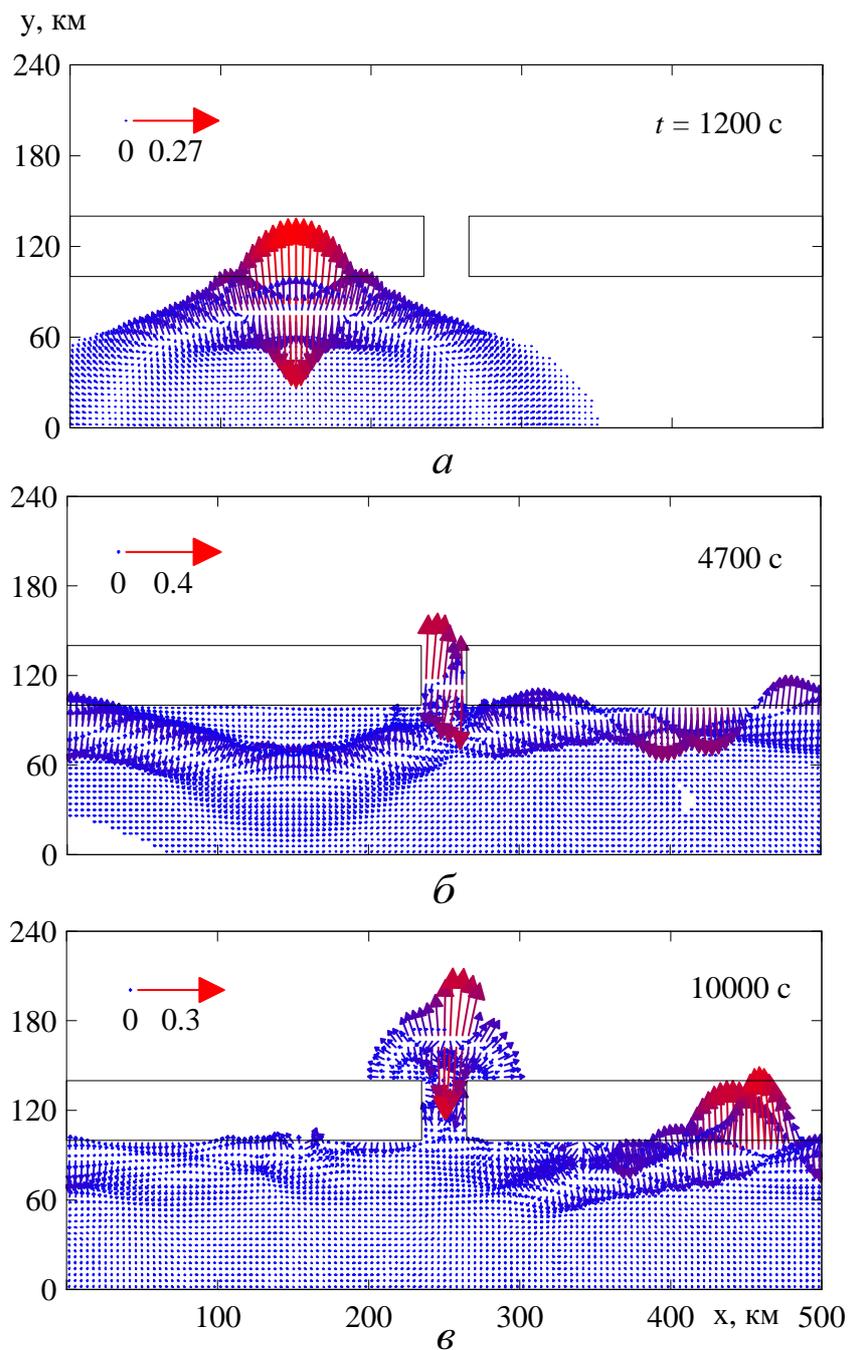
Большой интерес представляют оценки амплитудных характеристик волн на выходе из пролива. В работе [12] отмечалось, что наибольшие по высоте волны цунами у берега генерируются, при прочих равных условиях, при смещениях дна в зоне материкового склона. Понятно, что аналогичная зависимость от положения зоны генерации должна прослеживаться и для высот волн на выходе из пролива постоянной глубины во второй бассейн.

Сказанное иллюстрирует рис. 7. На нем представлены максимальные подъемы ($\zeta > 0$) и понижения ($\zeta < 0$) свободной поверхности жидкости на выходе из пролива в зависимости от положения центра очага цунами y_0 вдоль

оси y и от его смещений вдоль оси x относительно входа в пролив (напротив пролива, сдвинут на одну и две длины очага цунами влево). Расчеты экстремальных возмущений ζ вдоль оси y проведены для очагов, смещенных относительно друг друга на $\Delta y_0 = 5$ км.



Р и с. 3. Поля волновых скоростей, сопутствующих волне цунами, в различные моменты времени. Очаг расположен напротив входа в пролив



Р и с. 4. Поля волновых скоростей, сопутствующих волне цунами. Очаг сдвинут влево на расстояние $2L$ по отношению к входу в пролив

Сравнение приведенных на рис. 7 зависимостей показывает, что чем больше смещение очага цунами относительно пролива вдоль берега, тем меньше по абсолютной величине максимальные повышения и понижения

поверхности жидкости на выходе из пролива. Для очагов, расположенных напротив входа в пролив F3-F4, максимальные высоты волн достигаются при положении зоны генерации на материковом склоне. Для сдвинутых по x относительно пролива очагов экстремальные смещения поверхности жидкости возрастают с удалением очага цунами от боковой границы бассейна F2-F3. Наиболее эффективна генерация длинных волн такими источниками в глубоководной зоне бассейна. Описанную зависимость высот волн от сдвига очага цунами вдоль оси x можно объяснить следующим образом. В случае, когда очаг цунами расположен напротив пролива, в него входит участок головной волны цунами. Горизонтальный сдвиг очага относительно входа в пролив приводит к тому, что в него входит волна, образовавшаяся при отражении от твердой боковой границы бассейна F2-F3.

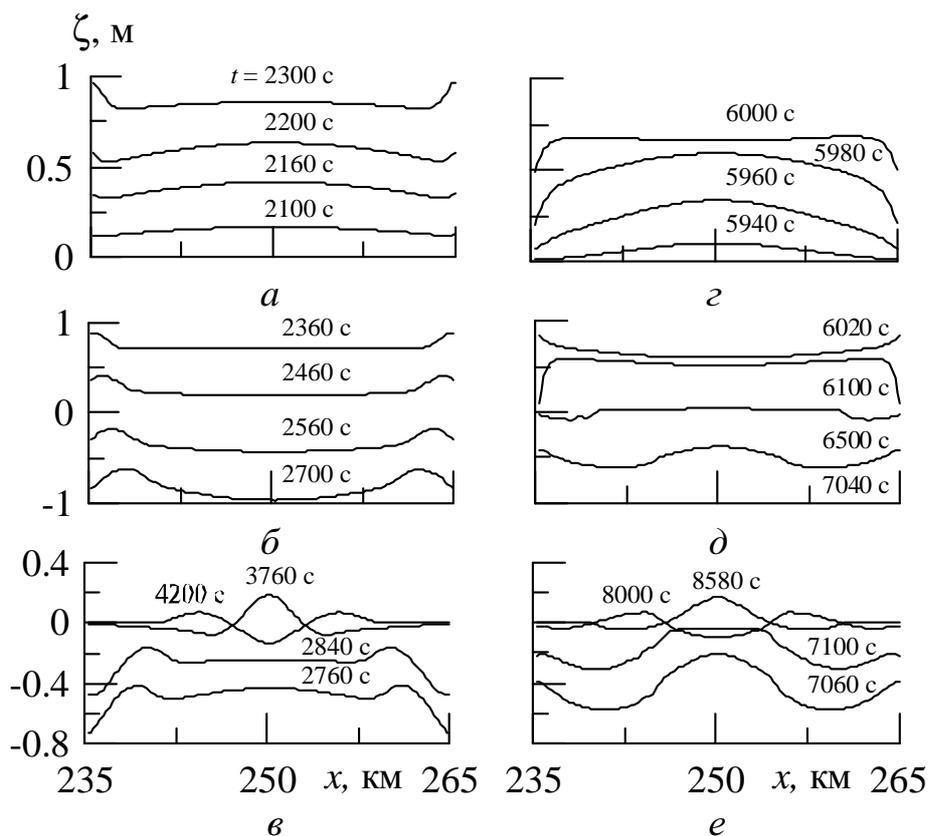
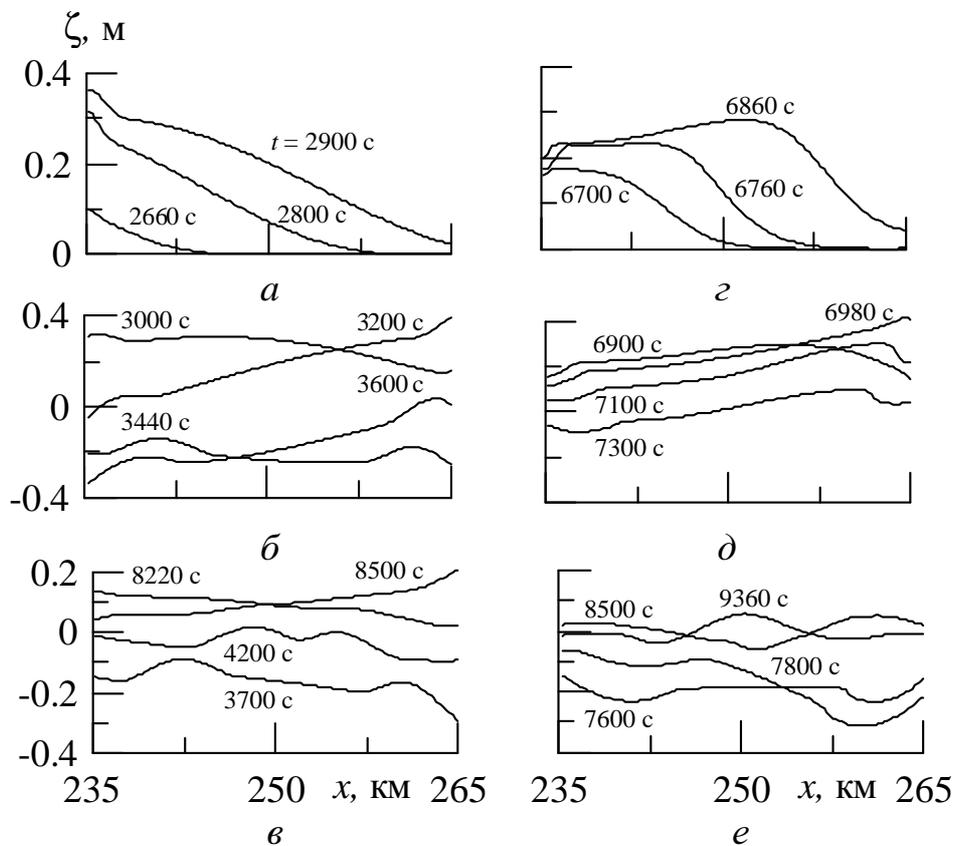


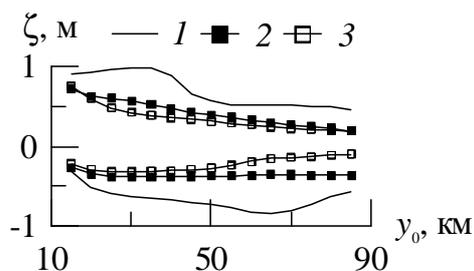
Рис. 5. Профили волны поперек пролива на входе (а – б) и выходе (с – е) из него. Очаг цунами расположен напротив пролива

Естественно ожидать зависимости высот волн цунами на выходе из пролива S3-S4 от его горизонтальных размеров. На рис. 8 приведены зависимости максимального подъема поверхности жидкости в средней точке отрезка S3-S4 от длины A и ширины B пролива, а также от трех положений очага цунами (на материковом склоне) относительно входа в пролив (аналогично

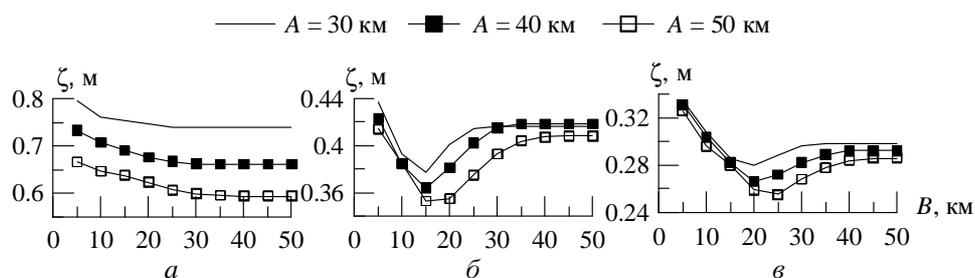
рис. 7). Для всех трех случаев чем меньше длина пролива, тем больше высота волны на выходе из него. Если зона генерации цунами располагается напротив входа в пролив, то увеличение его ширины сопровождается уменьшением подъемов поверхности жидкости на выходе из пролива во второй бассейн.



Р и с. 6. Профили волны поперек пролива на входе (а – в) и выходе (z – e) из него. Очаг цунами сдвинут влево параллельно берегу на расстояние $2L$ по отношению к входу в пролив



Р и с. 7. Максимальные подъемы и понижения поверхности жидкости на выходе из пролива в зависимости от положения центра очага цунами y_0 на оси y и его смещения вдоль берега по отношению к входу в пролив: 1 – очаг расположен непосредственно напротив пролива, 2 – сдвинут влево на длину очага L , 3 – сдвинут влево на $2L$



Р и с. 8. Максимальные подъемы жидкости на середине отрезка S3-S4 в зависимости от ширины B и длины A пролива для трех положений очага цунами: a – очаг расположен непосредственно напротив пролива, $б$ – сдвинут влево на длину L , $в$ – сдвинут влево на $2L$

Заключение. Нелинейная модель поверхностных длинных волн, записанная в полных потоках, применена для численного анализа распространения волны цунами из одного бассейна в другой через пролив прямоугольного сечения. Эллиптическая зона деформаций дна располагается в первом бассейне переменной глубины. Пролив и второй бассейн имеют постоянную глубину.

Задача решается методом конечных разностей на разнесенных сетках в прямоугольной области с проливом. Граница расчетной области включает твердые и жидкие участки. Для ослабления вычислительной дисперсии в разностных аналогах дифференциальных уравнений для частных производных по горизонтальным координатам использованы направленные разности и аппроксимации более высокого порядка.

Выполненный анализ показал, что ширина и длина пролива, а также расположение эллиптического очага цунами по отношению к входу в пролив влияют на динамику волны как в обоих бассейнах, так и непосредственно в зоне пролива. Максимальные высоты цунами на выходе из пролива во второй бассейн реализуются при расположении зоны деформаций дна на материковом склоне непосредственно напротив входа в пролив, а также для сравнительно узких и непротяженных проливов.

При распространении в шельфовой зоне волна подвержена действию двух факторов – ослаблению за счет пространственной расходимости и усилению за счет уменьшения глубины бассейна, – которые оказывают противоположное влияние на интенсивность волнового поля. Именно этими факторами объясняются более значительные высоты волн на выходе из пролива во второй бассейн для очагов цунами, расположенных непосредственно напротив пролива на материковом склоне, а не в глубоководной зоне бассейна или на шельфе. Если же очаг цунами сдвинут параллельно берегу относительно пролива, то чем дальше этот очаг располагается от берега, тем больше высоты волн на выходе из пролива.

При уменьшении длины пролива высота волны на выходе из него возрастает, и это свойство волн не зависит от положения эллиптического очага цунами по отношению к входу в пролив. Если очаг цунами расположен напро-

тив пролива, то при увеличении его ширины происходит уменьшение максимальной высоты волны на выходе из пролива во второй бассейн.

Анализ поля волновых скоростей показал, что в проливе при прохождении волны цунами генерируются интенсивные горизонтальные течения до $1 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины в рамках научного украинско-российского проекта № 05-05-10 (У) (Постановление Президиума НАН Украины от 26.05.2010 № 155).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kajiura K.* Tsunami source, energy and directivity of wave radiation // Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ. – 1970. – 48, № 5. – P. 835 – 870.
2. *Мурти Т.С.* Сейсмические морские волны цунами. – Л.: Гидрометеоздат, 1981. – 447 с.
3. *Григораш З.К.* Обзор удаленных мареограмм некоторых цунами в Черном море // Тр. СахКНИИ ДВО АН СССР. – Ю.-Сахалинск: СахКНИИ, 1972. – Вып. 29. – С. 271 – 278.
4. *Liu P.L.-F., Cho Y.-S., Briggs M.J. et al.* Runup of solitary waves on a circular island // J. Fluid Mech. – 1995. – 302. – P. 259 – 285.
5. *Марчук Ан.Г., Чубаров Л.Б., Шокин Ю.И.* Численное моделирование волн цунами. – Новосибирск: Наука, 1983. – 175 с.
6. *Вольцингер Н.Е., Клеванный К.А., Пелиновский Е.Н.* Длинноволновая динамика прибрежной зоны. – Л.: Гидрометеоздат, 1989. – 272 с.
7. *Уломов В.И., Полякова Т.П., Шумилина Л.С. и др.* Опыт картирования очагов землетрясений // Сейсмичность и сейсмическое районирование Северной Евразии. – М.: ИФЗ РАН, 1993. – Вып. 1. – С. 99 – 108.
8. *Пелиновский Е.Н.* Нелинейная динамика волн цунами. – Горький: ИПФ АН СССР, 1982. – 226 с.
9. *Kowalik Z.* Basic relations between tsunamis calculation and their physics – II // Science of Tsunami Hazards. – 2003. – 21, № 3. – P. 154 – 173.
10. *Доценко С.Ф.* Влияние остаточных смещений дна океана на эффективность генерации направленных волн цунами // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. – 1995. – 31, № 4. – С. 570 – 576.
11. *Доценко С.Ф.* Закономерности распространения цунами на шельфе Черного моря из эллиптической зоны генерации // Морской гидрофизический журнал. – 2000. – № 6. – С. 18 – 25.
12. *Доценко С.Ф., Санникова Н.К.В.* Анализ особенностей распространения цунами в шельфовой зоне бассейна // Морской гидрофизический журнал. – 2011. – № 6. – С. 3 – 15.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь
E-mail: sf_dotsenko@mail.ru

Материал поступил
в редакцию 07.09.11

АНОТАЦІЯ У рамках нелінійної теорії довгих поверхневих хвиль методом кінцевих різниць виконано чисельний аналіз розповсюдження хвилі цунамі з одного басейну в інший через протоку прямокутного перетину. Осередок цунамі має еліптичну форму та розташовується в першому басейні, який включає материковий схил та шельф. Глибини протоки та другого басейну

постійні. Встановлено, що на характеристики хвилі в обох басейнах впливають ширина та довжина з'єднуючої їх протоки, а також положення осередку цунамі в першому басейні по відношенню до входу в протоку. Максимальні висоти потрапивших в другий басейн хвиль цунамі реалізуються при положенні осередку цунамі на материковому схилі безпосередньо напроти входу в протоку, а також для вузьких і відносно коротких проток. Виконано аналіз еволюції поля горизонтальної швидкості в хвилі цунамі для різних положень джерела генерації.

Ключові слова: хвилі цунамі, еліптичний осередок генерації, двовимірне розповсюдження, чисельні рішення, нелінійна модель довгих хвиль, розповсюдження через протоки.

ABSTRACT Propagation of tsunami waves from one basin to another through a strait with a rectangular cross-section is numerically analyzed by the method of finite differences within the framework of the nonlinear theory of long surface waves. The tsunami source is of an elliptical shape and located in the first basin including continental slope and shelf. The depths of the strait and the second basin are constant. It is found that the waves' characteristics in both basins depend on the strait width and length, as well as on the tsunami source position in the first basin relative to the strait entrance. Maximum heights of tsunami waves which pass from the first basin to the second one are achieved when the tsunami source is located on the marginal slope directly in front of the strait entrance and also in case the strait is narrow and rather short. Evolution of the horizontal velocity field in a tsunami wave is analyzed for various positions of a generation source.

Keywords: tsunami waves, elliptical zone of generation, two-dimensional propagation, numerical solutions, nonlinear model of long waves, propagation through straits.