

## Генерация сейш в ограниченных бассейнах перемещающимися барическими фронтами

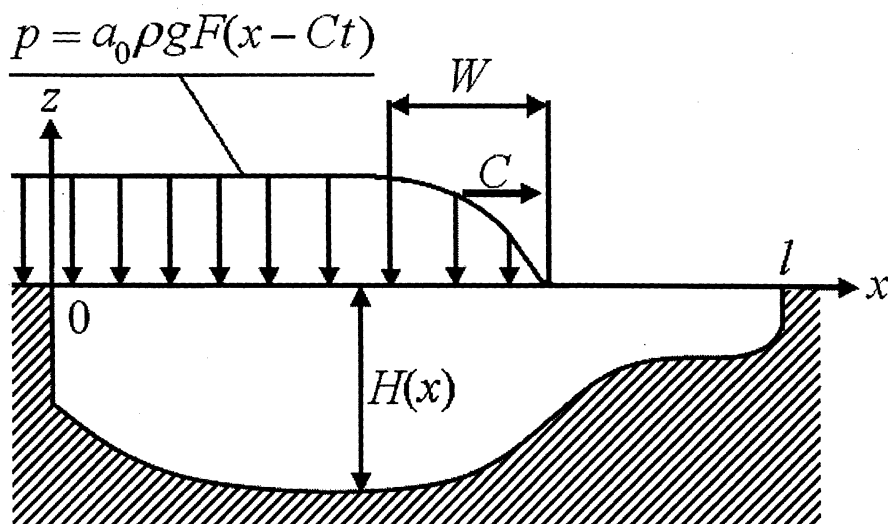
Рассматривается плоская задача о генерации баротропных сейш при прохождении над ограниченным бассейном фронта атмосферного давления. Система нелинейных уравнений длинных волн с учетом донного трения и вращения Земли решалась методом конечных разностей. Расчеты выполнены для двух бассейнов с характерными для Черного моря распределениями глубины. Показано, что прохождение над бассейном барического фронта вызывает генерацию низших сейш. Колебания уровня и сопутствующие им течения наиболее интенсивны в мелководных зонах бассейнов. Сейши усиливаются с ростом скорости переноса атмосферного фронта и при уменьшении ширины фронта. Вращение Земли приводит к генерации вдольбереговых течений и ослаблению остаточных колебаний жидкости после прохождения фронта. Влияние нелинейности на сейши для рассмотренных бассейнов мало.

**Введение.** Взаимодействие с атмосферой – одна из причин пространственной изменчивости гидрофизических полей в Мировом океане [1]. На синоптических масштабах движения доминирующий вклад в передачу энергии из атмосферы в океан вносят напряжения ветра [2]. Относительный вклад изменений атмосферного давления в колебания уровня океана зависит от масштабов процесса. Анализ натурных данных и результатов численного моделирования указывает на доминирующую роль барического поля в генерации непривливных колебаний уровня океана на периодах от десятков часов до десятка суток на пространственных масштабах 200 – 1000 км [3, 4]. По этой причине изучение реакции морской среды на изменения атмосферного давления необходимо для понимания динамики Мирового океана.

В течение года в циклогенезе над Мировым океаном участвует до  $10^4$  циклонов и антициклонов [3]. Прохождение интенсивных метеорологических образований может сопровождаться смещениями уровня океана, превышающими равновесные значения в 3 – 4 раза [3]. При перемещении барических образований над замкнутыми бассейнами возможна генерация сейш, что подтверждено как данными натурных наблюдений [5 – 9], так и результатами численного моделирования для Черного и Азовского морей [10, 11]. В то же время общие физические закономерности процесса генерации сейш движущимися барическими фронтами в замкнутых бассейнах переменной глубины изучены недостаточно полно.

Ниже исследуется плоская задача о возбуждении баротропных сейш при прохождении над ограниченным бассейном фронта атмосферного давления. Рассмотрена зависимость эффективности генерации нелинейных сейш от скорости переноса и ширины фронта. В отличие от предшествующей работы авторов [12] анализ динамики жидкости в бассейне проводится для движущегося фронта с учетом вращения Земли. Расчеты колебаний жидкости выполнены для двух бассейнов с распределениями глубины, характерными для Черного моря.

**Математическая постановка задачи.** Рассматривается безграничный в направлении горизонтальной оси  $y$  канал постоянной ширины  $l$ , занимающий область  $0 \leq x \leq l$ ,  $-\infty < y < +\infty$ ,  $-H(x) < z < 0$  (рис. 1), где  $x$  – горизонтальная координата поперек канала;  $z$  – вертикальная координата, отсчитываемая вверх от невозмущенного положения свободной поверхности жидкости  $z = 0$ ;  $H = H(x) > 0$  – распределение глубины канала в невозмущенном состоянии. В начальный момент времени  $t = 0$  жидкость неподвижна, а ее свободная поверхность горизонтальна.



Р и с. 1. Схема задачи

В рамках нелинейной теории длинных поверхностных волн с учетом квадратичного донного трения и вращения Земли исследуем движение жидкости в бассейне, вызванное прохождением над ним в положительном направлении оси  $x$  с постоянной скоростью  $C > 0$  барического фронта. Распределение возмущений атмосферного давления в нем зададим в виде

$$p = a_0 \rho g F(\xi), \quad \xi = x - Ct, \quad (1)$$

где  $a_0$  – амплитуда возмущений атмосферного давления (в метрах водяного столба);  $\rho$  – плотность жидкости;  $g$  – ускорение свободного падения;  $F(\xi)$  – безразмерная функция, такая, что  $F(\xi) \rightarrow 0$  при  $\xi \rightarrow +\infty$ ,  $F(\xi) \rightarrow 1$  при  $\xi \rightarrow -\infty$ . Характерная ширина зоны существенного изменения атмосферного давления равна  $W$  (см. рис. 1) и выступает в роли ширины барического фронта. Гидростатическое смещение свободной поверхности жидкости в поле атмосферного давления определяется по формуле (приближение обратного барометра [3])

$$z = -\frac{p}{\rho g} = -a_0 F(\xi). \quad (2)$$

При указанных выше предположениях движение жидкости в бассейне является плоским ( $\partial/\partial y \equiv 0$ ) и в поперечном сечении канала (вертикальная плоскость  $Oxz$ ) описывается системой уравнений

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} - fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - k \frac{u\sqrt{u^2 + v^2}}{D} - g \frac{\partial \tilde{\zeta}}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + fu = -k \frac{v\sqrt{u^2 + v^2}}{D}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(Du)}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

с начальными условиями

$$u = v = \zeta = 0 \quad (t = 0), \quad (6)$$

где  $u(x, t)$ ,  $v(x, t)$  – проекции на оси  $x$  и  $y$  осредненной по глубине горизонтальной скорости течения;  $\zeta(x, t)$  – смещение свободной поверхности от горизонтального положения;  $D = H(x) + \zeta(x, t)$  – полная глубина жидкости;  $\tilde{\zeta} = a_0 F$ ;  $k = 2,6 \cdot 10^{-3}$  – коэффициент донного трения;  $f$  – параметр Кориолиса, предполагаемый постоянным.

На боковых границах бассейна  $x = 0$  и  $x = l$ , которые предполагаются вертикальными твердыми стенками, задаются условия непротекания жидкости

$$u(0, t) = 0, \quad u(l, t) = 0. \quad (7)$$

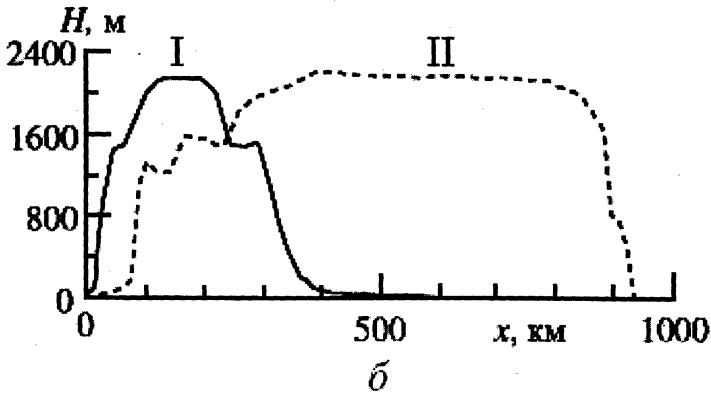
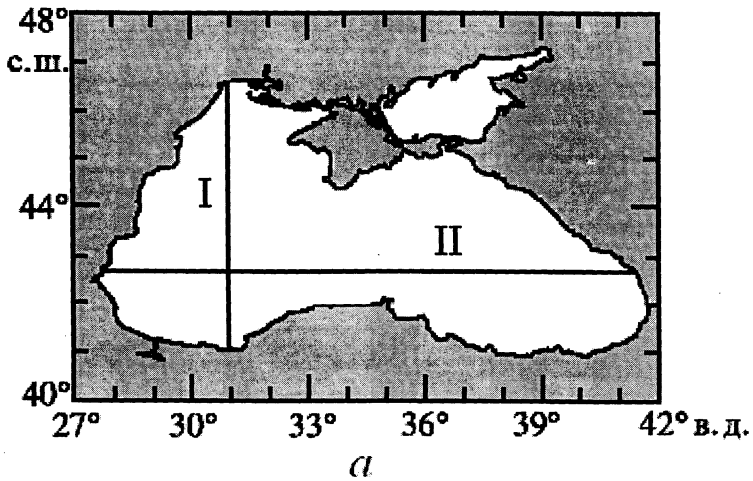
Полная энергия жидкости в бассейне вычисляется по формуле

$$E_T(t) = E_K(t) + E_P(t), \quad (8)$$

где  $E_K(t) = \int_0^l e_k dx$  – кинетическая;  $E_P(t) = \int_0^l e_p dx$  – потенциальная энергия;

$$e_k = \frac{1}{2} \rho D(x, t) [u^2(x, t) + v^2(x, t)], \quad e_p = \frac{1}{2} \rho g \zeta^2(x, t). \quad (9)$$

Ниже анализ движения жидкости проводится для двух бассейнов, соответствующих сечениям I (31,00° в. д.) и II (42,66° с. ш.) Черного моря (рис. 2, а) с характерными распределениями глубины (рис. 2, б).



Р и с. 2. Разрезы I (с юга на север) и II (с запада на восток) Черного моря (а) и соответствующие им распределения глубины (б), использованные в вычислительных экспериментах по генерации сейш движущимися фронтами

**Линейные сейши.** Считаем волны линейными и свободными. Положим  $k = 0$ ,  $\tilde{\zeta} = 0$ . После линеаризации уравнений (3) – (5) приходим к краевой задаче

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + fu = 0, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} = 0, \quad u(0, t) = 0, \quad u(l, t) = 0. \quad (10)$$

Рассмотрим гармонические по времени колебания жидкости частоты  $\sigma$ :

$$u = A_1(x) \cos \sigma t, \quad v = A_2(x) \sin \sigma t, \quad \zeta = B(x) \sin \sigma t \quad (\sigma > 0), \quad (11)$$

где  $A_1 = U(x)/H(x)$ ;  $U(x)$  – полный горизонтальный поток жидкости в сечении бассейна. Подстановка (11) в (10) приводит к краевой задаче Штурма – Лиувилля для нахождения частот сейш  $\sigma$  и соответствующих им распределений  $U(x)$ :

$$\frac{d^2U}{dx^2} + \frac{\sigma^2 - f^2}{gH(x)}U = 0, \quad U(0) = U(l) = 0. \quad (12)$$

Используя свойства спектра задачи Штурма – Лиувилля [13], можно утверждать, что все собственные частоты колебаний жидкости – вещественные, образуют счетное множество, т.е.  $\sigma = \sigma_s$  ( $s = 1, 2, \dots$ ), причем  $f < \sigma_1 < \sigma_2 < \sigma_3 < \dots$ . Горизонтальное распределение полного потока жидкости  $U = U_s(x)$  для сейши с номером  $s$  имеет ровно  $s - 1$  нулей на отрезке  $0 < x < l$ .

Знание функций  $U_s$  позволяет найти для  $s$ -й сейши распределения по  $x$  проекций горизонтальной скорости  $u_s, v_s$  и смещений свободной поверхности  $\zeta_s$ :

$$u_s = A_{1s}(x) \cos \sigma_s t, \quad v_s = A_{2s}(x) \sin \sigma_s t, \quad \zeta_s = B_s(x) \sin \sigma_s t, \quad (13)$$

$$A_{1s} = \frac{U_s(x)}{H(x)}, \quad A_{2s} = -\frac{f}{\sigma_s} A_{1s}(x), \quad B_s = -\frac{1}{\sigma_s} \frac{dU_s(x)}{dx}. \quad (14)$$

Для нахождения частот свободных колебаний жидкости задача (12) на сетке  $x = x_i = \delta i$  ( $i = 0, \dots, N$ ) с шагом  $\delta = l/N$  заменялась конечно-разностным аналогом

$$U_0 = 0, \quad U_1 = \gamma \delta, \quad U_{i+1} = [2 - \mu/(gH_i)]U_i - U_{i-1} \quad (i = 1, \dots, N-1), \quad U_N = 0, \quad (15)$$

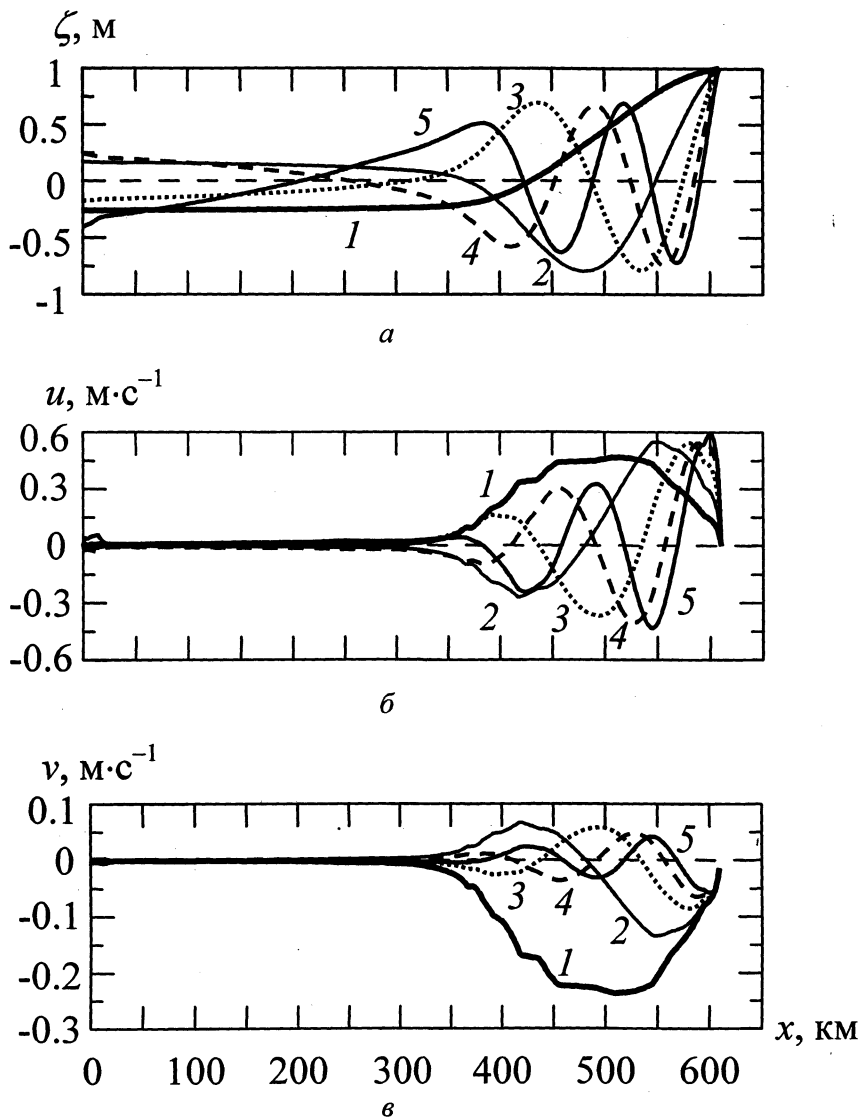
где  $U_i = U(x_i)$ ;  $H_i = H(x_i)$ ;  $\mu = (\sigma^2 - f^2)\delta^2$ ;  $\gamma = dU(0)/dx$  – константа. Разностная краевая задача (15), которая сводится к нахождению корней уравнения  $U_M(\mu) = 0$ , решалась методом пристрелки по параметру  $\mu > 0$ , начиная с  $\mu = 0$ .

Этот алгоритм расчета линейных сейш применен для нахождения пяти низших сейш в двух бассейнах, распределения глубины которых показаны на рис. 2, б. Периоды сейш  $T_s = 2\pi/\sigma_s$  ( $s = 1, \dots, 5$ ) приведены в таблице и лежат в диапазоне от 1 до 10 ч. Периоды сейш в бассейне I существенно больше периодов соответствующих сейш в бассейне II. Из таблицы также следует, что для бассейна I искажающее влияние вращения Земли на период одноузловой сейши составляет 13,82%, но не превышает 3,02% для всех остальных сейш. Для бассейна II это влияние на периоды свободных колебаний менее 2,6%.

**Периоды  $T_s$  пяти низших сейш в бассейнах I и II с учетом и без учета вращения Земли**

Бассейн	$f, \text{с}^{-1}$	$T_1, \text{ч}$	$T_2, \text{ч}$	$T_3, \text{ч}$	$T_4, \text{ч}$	$T_5, \text{ч}$
I	$10,07 \cdot 10^{-5}$	8,792	4,235	2,718	2,054	1,675
	0	10,202	4,367	2,752	2,068	1,683
II	$9,856 \cdot 10^{-5}$	3,973	2,801	1,768	1,386	1,144
	0	4,078	2,837	1,777	1,391	1,146

Изменения  $u$ ,  $v$  и  $\zeta$  по  $x$  для пяти низших сейш в бассейне I, найденные с использованием формул (14), показаны на рис. 3. Смещения уровня нормированы таким образом, что  $B_s(l) = 1$  м. Число узлов распределения  $\zeta_s$  в сейше равно ее номеру  $s$ . Структура сейш взаимосвязана с рельефом дна: амплитуда смещений уровня моря наибольшая в мелководной зоне бассейна, соответствующей протяженной северо-западной части Черного моря. Течения в сейшах также локализуются в мелководной зоне бассейна. У бассейна II наименьшие глубины располагаются в его западной части, и благодаря этому экстремальные значения смещений свободной поверхности и проекций скорости течения наблюдаются в его левой части.



Р и с. 3. Смещения свободной поверхности  $\zeta$  (а), проекции скорости течения поперек  $u$  (б) и вдоль  $v$  (в) канала для пяти низших мод в бассейне I

**Алгоритм расчета вынужденных движений жидкости.** Для численно-го решения начально-краевой задачи (3) – (7) на отрезке  $0 \leq x \leq l$  при  $t \geq 0$  использована явно-неявная конечно-разностная схема [14]. Поле поперечной каналу скорости  $u$  в момент времени  $t = t_n$  ( $n = 0, 1, \dots$ ) вычислялось в узлах равномерной сетки  $x = x_i$  ( $i = 0, \dots, N$ ), а проекция скорости течения вдоль канала  $v$  и смещения свободной поверхности жидкости – в средних точках  $x = x_i - \delta/2$  ( $i = 1, \dots, N-1$ ) ячеек.

Введем обозначения

$$\begin{aligned} x_i &= i\delta \quad (i = 0, \dots, N), \quad t_n = n\tau, \\ u_0^n &= 0, \quad u_i^n = u(x_i, t_n), \quad u_N^n = 0, \\ v_i^n &= v(x_i - \delta/2, t_n), \quad \zeta_i^n = \zeta(x_i - \delta/2, t_n) \quad (i = 1, \dots, N-1), \end{aligned}$$

где  $\tau$  – шаг по времени. Глубина бассейна  $H$  задавалась в узлах сетки  $H_i = H(x_i)$ , а между узлами интерполировалась по линейному закону.

Разностный аналог уравнения (3) в явной форме имеет вид

$$\begin{aligned} u_i^{n+1} &= u_i^n - 0,5\beta u_i^n (u_{i+1}^n - u_{i-1}^n) + f\tau v_{i+1/2}^n - \\ &- g\beta \left[ (\zeta_{i+1}^n - \zeta_i^n) + (\tilde{\zeta}_{i+1}^n - \tilde{\zeta}_i^n) \right] - k\tau u_i^n \sqrt{(u_i^n)^2 + (v_{i+1/2}^n)^2} / D_i^n, \end{aligned} \quad (16)$$

где  $v_{i+1/2}^n = 0,5(v_{i+1}^n + v_i^n)$ ,  $D_i^n = H_i + 0,5(\zeta_{i+1}^n + \zeta_i^n)$  – полная глубина жидкости в узле  $x = x_i$ ,  $\beta = \tau/\delta$ ,  $i = 1, \dots, N-1$ .

Уравнение (4) в разностном виде записывается следующим образом:

$$v_i^{n+1} = v_i^n - 0,5\beta u_{i-1/2}^n (v_{i+1}^n - v_{i-1}^n) - f\tau u_{i-1/2}^n - k\tau v_i^n \sqrt{(u_{i-1/2}^n)^2 + (v_i^n)^2} / D_{i-1/2}^n, \quad (17)$$

где  $u_{i-1/2}^n = 0,5(u_i^n + u_{i-1}^n)$ ,  $D_{i-1/2}^n = 0,5(H_i + H_{i-1}) + \zeta_i^n$  – полная глубина жидкости в точке  $x = x_i - \delta/2$ .

Разностный аналог уравнения неразрывности (5) имеет вид

$$\zeta_i^{n+1} = \zeta_i^n - \beta (u_i^{n+1} D_i^n - u_{i-1}^{n+1} D_{i-1}^n). \quad (18)$$

В правой части формулы (18) использованы значения скорости  $u$  на временном шаге  $n+1$ , а смещения свободной поверхности жидкости – на предыдущем шаге по времени. В соответствии с (5) начальные условия для системы разностных уравнений (16) – (18) записываются в виде

$$u_i^0 = \zeta_i^0 = 0 \quad (i = 0, \dots, N). \quad (19)$$

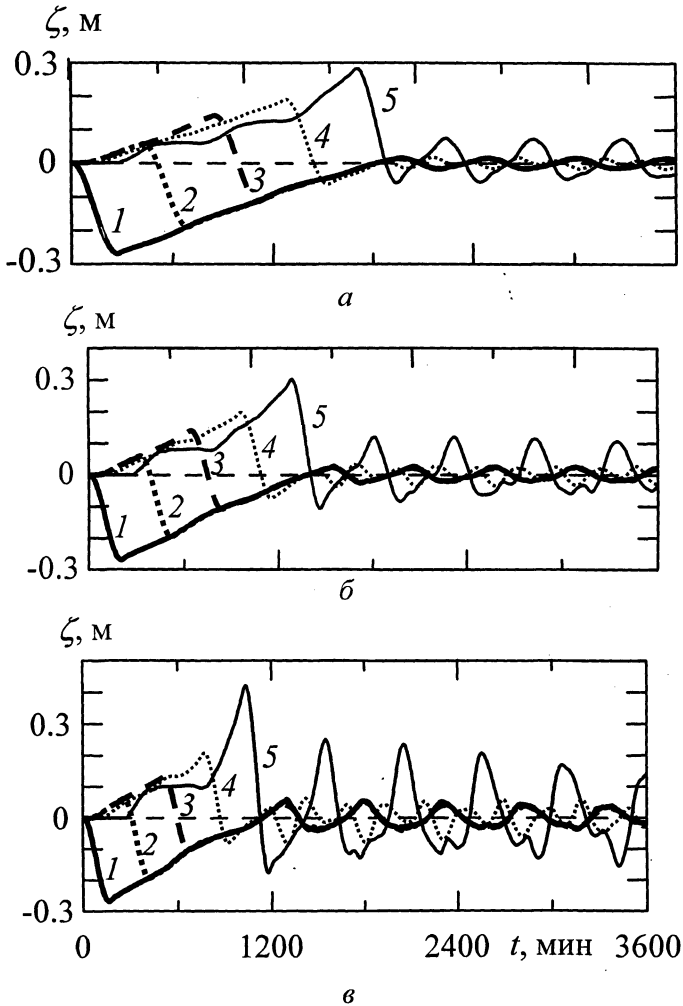
Энергетические характеристики жидкости в бассейне в момент времени  $t_n$  вычислялись по формулам

$$E_K = \sum_{i=1}^N e_k^i, \quad E_P = \sum_{i=1}^N e_p^i, \quad E_T = E_K + E_P, \quad (20)$$

вытекающим из (8) и (9), где

$$e_k^i = \frac{1}{2} \rho D_{i-1/2}^n [(u_{i-1/2}^n)^2 + (v_i^n)^2] \delta, \quad e_p^i = \frac{1}{2} \rho g (\zeta_i^n)^2 \delta.$$

**Результаты численного анализа.** Анализ реакции жидкости в бассейнах I и II на прохождение барического фронта проводился по формулам (16) – (20) для различных скоростей переноса  $C$ , ширины  $W$  и интенсивности  $a_0$  атмосферного возмущения. Функция  $F(\xi)$ , описывающая горизонтальное изменение возмущений атмосферного давления (1) поперек фронта, задавалась по формуле  $F = \sin^2[\pi\xi/(2W)]$  ( $-W < \xi < 0$ ),  $F = 1$  ( $\xi \leq -W$ ),  $F = 0$  ( $\xi \geq 0$ ).



**Рис. 4.** Колебания свободной поверхности при прохождении с различной скоростью над бассейном I фронта атмосферного давления ( $a_0 = 0,3$  м,  $W = 100$  км): а –  $C = 6$  м·с<sup>-1</sup>; б –  $C = 8$  м·с<sup>-1</sup>; в –  $C = 10$  м·с<sup>-1</sup> (кривые соответствуют точкам бассейна: 1 –  $x = 0$ ; 2 –  $x = l/4$ ; 3 –  $x = l/2$ ; 4 –  $x = 3l/4$ ; 5 –  $x = l$ ).

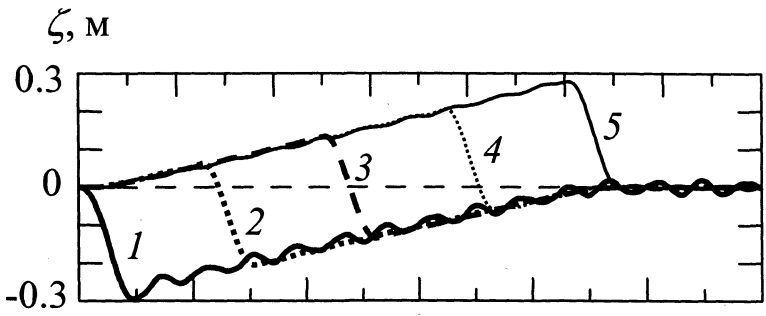


На рис. 4 представлены колебания свободной поверхности в пяти равноотстоящих точках бассейна I при прохождении над ним с различной скоростью  $C$  фронта атмосферного давления. При переносе фронта от левой боковой границы бассейна к правой возникает неравномерное по акватории и перемещающееся вместе с атмосферным возмущением смещение уровня моря. Оно является трансформированным гидростатическим смещением поверхности жидкости (2) и четко прослеживается при всех скоростях переноса атмосферного возмущения. Отличия от гидростатического прогиба весьма существенны и обусловлены ограниченностью бассейна (препятствует излучению волн), изменениями глубины и перемещением барического фронта.

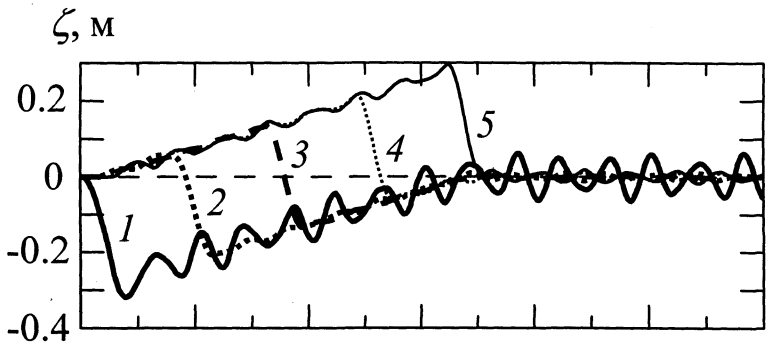
После выхода метеофронта за пределы бассейна (при  $t \geq (l + W)/C$ ) в нем наблюдаются колебания уровня с периодом  $T \approx 8,5$  ч. Колебания уровня на левой (кривые 1) и правой (кривые 5) границах бассейна происходят в противофазе, что указывает на преобладание одноузловой баротропной сейши. Амплитуда остаточных колебаний уровня в мелководной части бассейна после прохождения фронта возрастает при увеличении скорости переноса барического фронта и может превышать в 1,5 раза гидростатическую реакцию поверхности моря на пространственно неравномерное внешнее давление (рис. 4, в). Этот вывод вполне согласуется с простейшим решением линейной задачи, приведенным в работе [15].

Ширина бассейна II значительно превышает ширину бассейна I, а зона наименьших глубин располагается у его левой границы. В процессе прохождения фронта над бассейном II наибольшие неравновесные смещения уровня возникают у правого берега канала (рис. 5), что, скорее всего, связано с вытеснением жидкости в область перед движущимся фронтом. Смещения уровня противоположны по знаку гидростатическому прогибу свободной поверхности (кривые 5). После выхода фронта за пределы бассейна колебания уровня наибольшей амплитуды возникают при всех скоростях у левой границы бассейна (кривые 1). Глубины бассейна II в левой половине значительно превышают глубины мелководной северо-западной части Черного моря (правая часть бассейна I). Как следствие, при одинаковых скоростях фронта амплитуды генерируемых сейш в бассейне II малы (рис. 5). По результатам вычислительных экспериментов нелинейность волн и донное трение слабо влияют на колебания уровня в бассейне II.

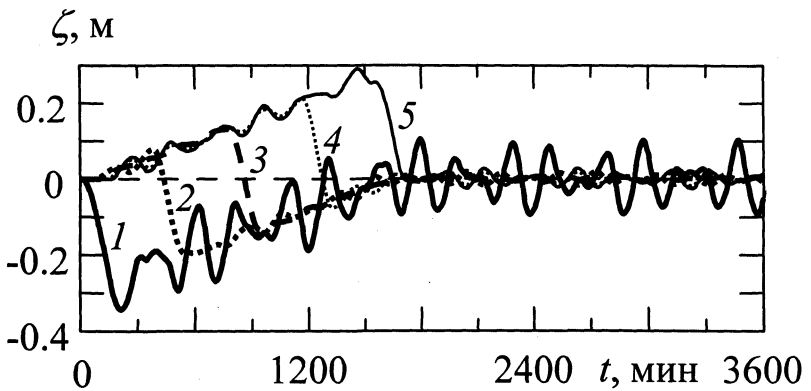
Зависимость волнового движения в бассейне I от ширины фронта иллюстрирует рис. 6. Колебания уровня после прохождения фронта определяются одноузловой сейшей. Как и ранее, сейши наиболее интенсивны в мелководной части бассейна (рис. 6, в). Узкие фронты (кривые 1) наиболее эффективно генерируют сейши. Эти выводы сохраняют свою силу и для бассейна II.



a

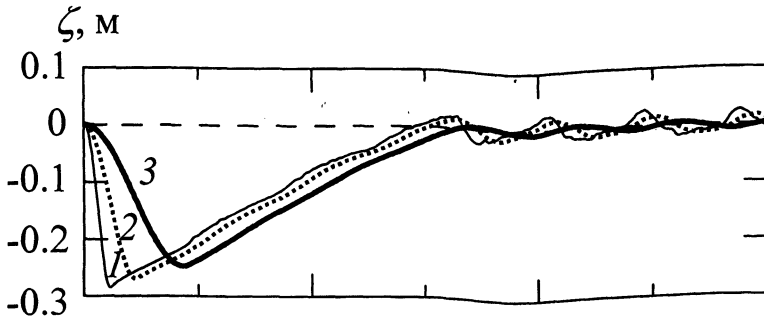


б

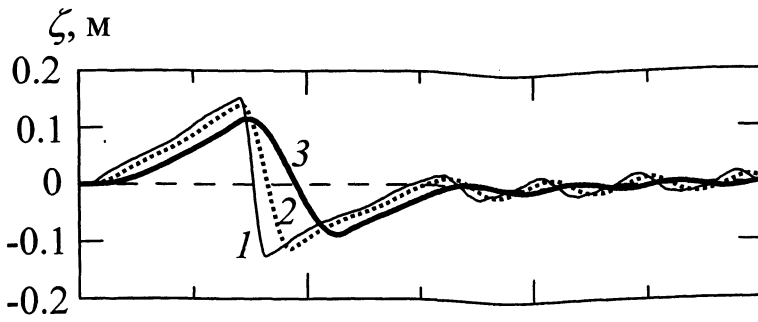


в

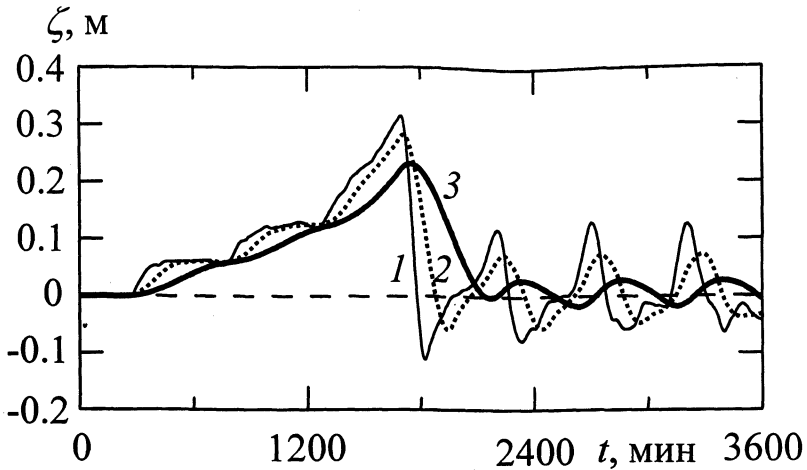
Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для бассейна II



a



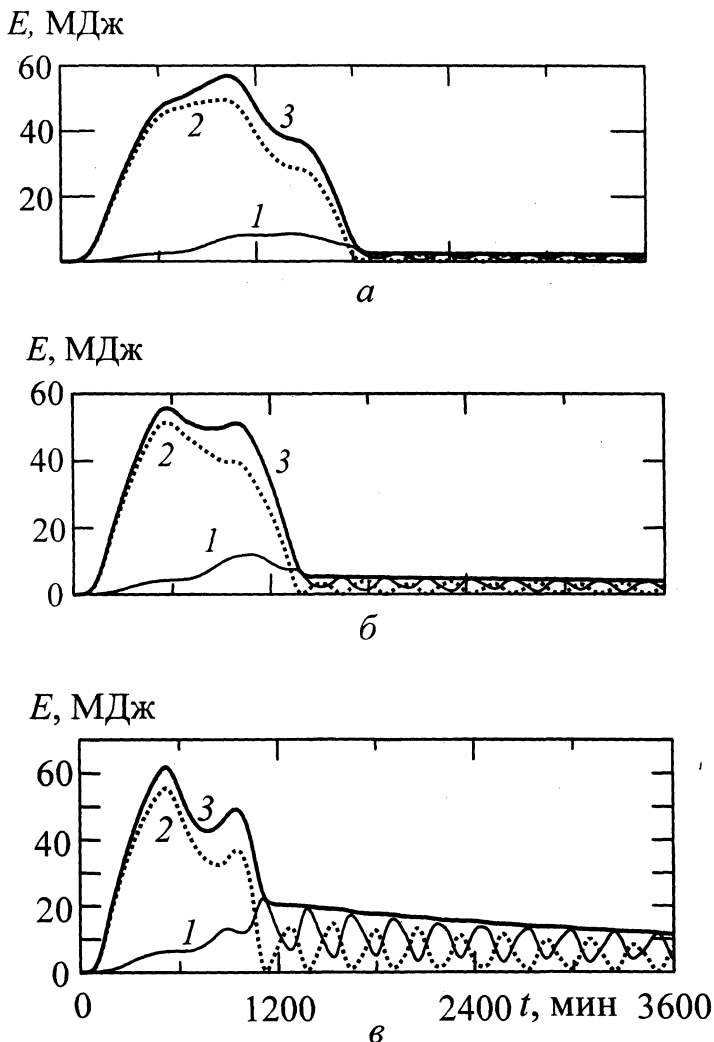
б



в

**Р и с. 6.** Колебания свободной поверхности бассейна I в точках  $x = 0$  (а),  $x = l/2$  (б),  $x = l$  (в), вызванные прохождением со скоростью  $C = 6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$  барического фронта различной ширины (для кривых 1 – 3 ширина фронта  $W = 50, 100$  и  $200 \text{ км}$  соответственно;  $a_0 = 0,3 \text{ м}$ )

Рассмотрим энергетические характеристики движения жидкости, вызванного прохождением барического фронта (см. формулы (20)). Изменение со временем интегральных значений потенциальной, кинетической и полной энергий для бассейнов I и II показано на рис. 7 и 8. Наиболее значительные возмущения свободной поверхности жидкости и наиболее интенсивные течения в бассейнах соответствуют положениям фронтальной зоны непосредственно над бассейном. Во всех случаях интегральная потенциальная энергия существенно больше кинетической и определяет изменения полной энергии жидкости в бассейне. Потенциальная энергия жидкости обусловлена динамическим смещением уровня в зоне действия барического фронта. Полная энергия остаточных движений в бассейне после прохождения фронта медленно убывает, что вызвано потерями энергии на донное трение (рис. 7, в).



Р и с. 7. Кинетическая (кривые 1), потенциальная (2) и полная (3) энергии колебаний жидкости в бассейне I при прохождении атмосферного фронта с параметрами  $a_0 = 0,3$  м,  $W = 100$  км: а -  $C = 6$  м·с<sup>-1</sup>; б -  $C = 8$  м·с<sup>-1</sup>; в -  $C = 10$  м·с<sup>-1</sup>

После прохождения фронта, когда волны можно считать свободными, происходит преобразование потенциальной энергии в кинетическую энергию и наоборот. Интенсивность остаточных возмущений жидкости наибольшая для бассейна I и возрастает при увеличении скорости переноса фронта.

Как видно из рис. 7 и 8, изменения полной и потенциальной энергий содержат колебательную составляющую, что особенно ярко демонстрирует рис. 8. Колебания обусловлены искажениями чаши прогиба поверхности жидкости (возмущениями потенциальной энергии), вызванными генерацией сейш. Чем быстрее перемещается атмосферный фронт, тем меньшее число колебаний гидрофизических полей происходит за время переноса барического фронта непосредственно над бассейном.

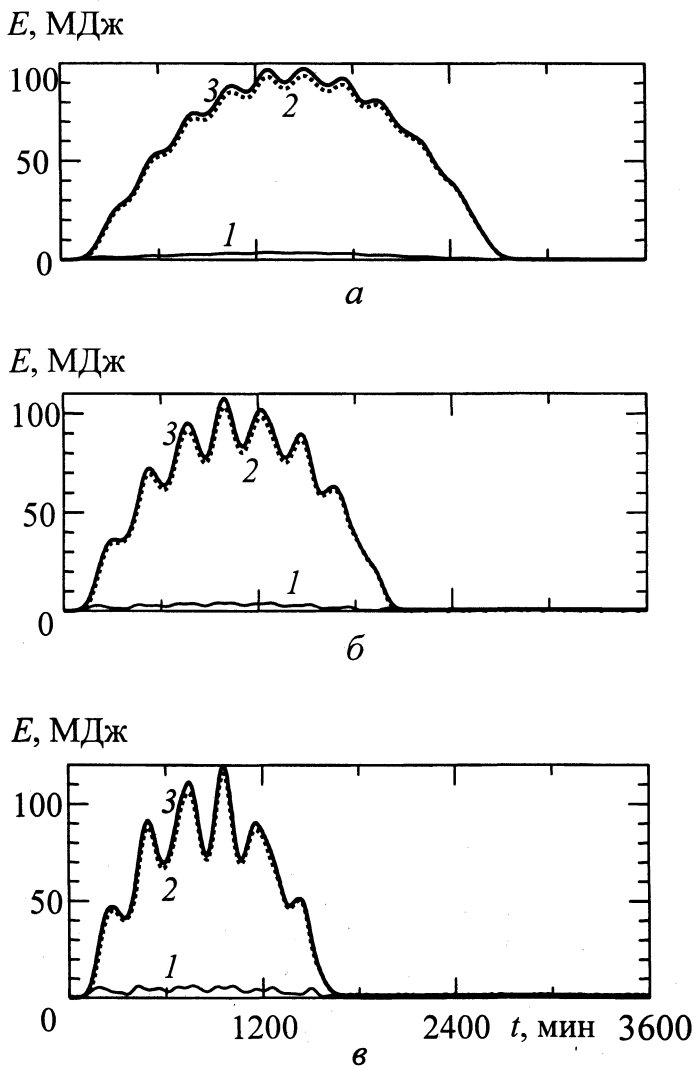
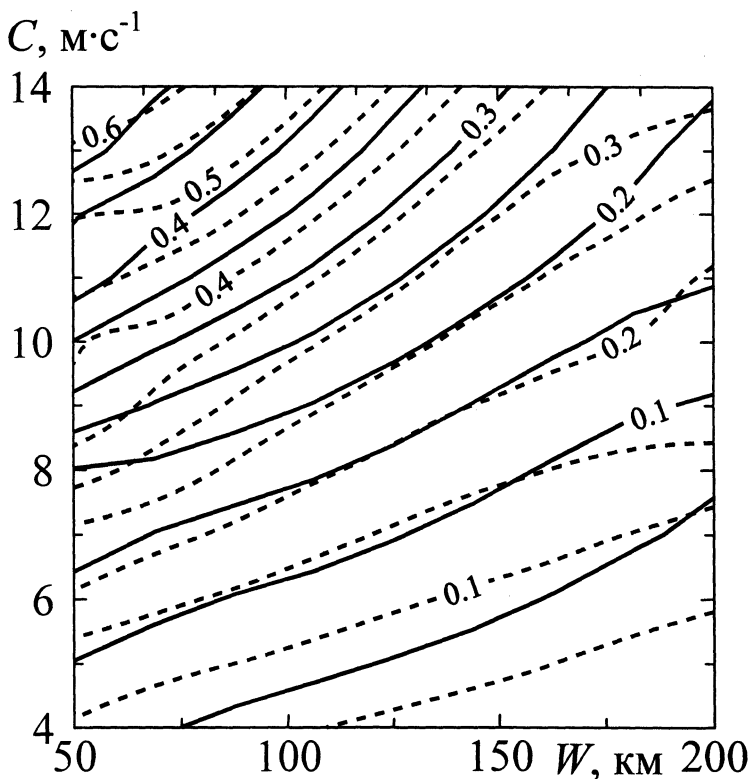


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, но для бассейна II

Общую характеристику зависимости интенсивности остаточных колебаний в бассейне I от параметров фронта после его выхода за пределы акватории позволяет дать рис. 9. На нем в плоскости параметров  $W$  и  $C$  представлены изолинии амплитуд колебаний поверхности жидкости в мелководной области бассейна. Увеличение скорости переноса фронта, как и уменьшение его ширины, приводят к более эффективной генерации сейш. Для рассмотренных диапазонов изменения  $W$  и  $C$  учет вращения Земли в длинноволновой модели (3) – (7) вызывает ослабление остаточных колебаний жидкости в бассейне.



Р и с. 9. Зависимость амплитуды остаточных колебаний уровня в точке  $x = l$  бассейна I от ширины атмосферного фронта  $W$  и скорости его перемещения  $C$  с учетом (сплошные линии) и без учета (штриховые линии) вращения Земли при  $a_0 = 0,3 \text{ м}$

**Выводы.** В рамках нелинейной теории длинных волн рассмотрена плоская задача о генерации баротропных сейш при переносе над ограниченным бассейном фронта атмосферного давления (ограниченной области монотонного увеличения или уменьшения атмосферного давления). Учитываются квадратичное донное трение и вращение Земли. Задача решалась численно методом конечных разностей. Расчеты выполнены для двух бассейнов переменной глубины, соответствующих меридиональному и зональному сечениям Черного моря. Определены периоды и горизонтальная структура пяти низших сейш в линейном приближении.

Показано, что при прохождении над бассейном барического фронта генерируются низшие баротропные сейши. Колебания уровня моря и волновая скорость течения наиболее интенсивны в мелководных зонах бассейнов и определяются одноузловой (низшей) баротропной сейшей. Амплитуда остаточных колебаний жидкости усиливается с ростом скорости переноса атмосферного фронта. Колебания в бассейне медленно затухают со временем из-за потерь энергии на донное трение. Учет вращения Земли приводит к генерации вдольбереговых течений и некоторому ослаблению остаточных колебаний жидкости в бассейне.

Анализ интегральных энергетических характеристик колебаний жидкости в бассейнах показал, что наиболее значительные возмущения свободной поверхности жидкости и наиболее интенсивные течения соответствуют положениям движущейся фронтальной зоны непосредственно над бассейном. Во всех случаях интегральная потенциальная энергия существенно больше кинетической и поэтому определяет изменения полной энергии жидкости в бассейне. Потенциальная энергия жидкости обусловлена динамическим смещением свободной поверхности в зоне барического фронта. Интенсивность остаточных возмущений жидкости возрастает при увеличении скорости переноса атмосферного возмущения.

Влияние нелинейности и вращения Земли на сейши в наибольшей степени проявляется на мелководье. По результатам расчетов вклад этих факторов в динамику и энергетику колебаний жидкости для рассмотренных бассейнов невелик.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Монин А.С., Каменкович В.М., Корт В.Г. Изменчивость Мирового океана. – Л.: Гидрометеоиздат, 1974. – 261 с.
2. Frankignoul C., Müller P. Quasi-geostrophic response of an infinite  $\beta$ -plane ocean to stochastic forcing by the atmosphere // J. Phys. Oceanogr. – 1979. – 9, № 1. – P. 104 – 127.
3. Ланно С.С. Среднемасштабные динамические процессы океана, возбуждаемые атмосферой. – М.: Наука, 1979. – 181 с.
4. Ponte R.M. Understanding the relation between wind- and pressure-driven sea level variability // J. Geophys. Res. – 1994. – 99, № C4. – P. 8033 – 8039.
5. Gomes D., Monserrat S., Tintore J. Pressure-forced seiches of large amplitude in inlets of the Balearic Islands // Ibid. – 1993. – 98, № C8. – P. 14437 – 14445.
6. Garcies M., Gomes D., Monserrat S. Pressure-forced seiches of large amplitude in inlets of the Balearic Islands. 2. Observational study // Ibid. – 1996. – 101, № C3. – P. 6453 – 6467.
7. Rabinovich A., Monserrat S. Generation of meteorological tsunamis (large amplitude seiches) near the Balearic and Kuril Islands // Natur. Hazards. – 1998. – 18. – P. 27 – 55.
8. Jong M.P.C., Holthuijzen L.H., Battjes J.A. Generation of seiches by cold fronts over the southern North Sea // J. Geophys. Res. – 2003. – 108, № C4. – P. 14 – 19.
9. Vilibic I., Domijan N., Orlic M. et al. Resonant coupling of a traveling air pressure disturbance with the east Adriatic coastal waters // Ibid. – 2004. – 109, № C10. – C10001.
10. Еремеев В.Н., Коновалов А.В., Черкесов Л.В. Моделирование длинных баротропных волн в Черном море, вызываемых движущимися барическими возмущениями // Океанология. – 1996. – 36, № 2. – С. 191 – 196.

11. *Еремеев В.Н., Коновалов А.В., Манилюк Ю.В. и др.* Моделирование длинных волн в Азовском море, вызываемых прохождением циклонов // Там же. – 2000. – 40, № 5. – С. 658 – 665.
12. *Доценко С.Ф., Миклашевская Н.А.* Генерация сейш при перемещении барических образований // Морской гидрофизический журнал. – 2007. – № 6. – С. 3 – 15.
13. *Трикоми Ф.* Дифференциальные уравнения. – М.: Мир, 1962. – 351 с.
14. *Вольцингер Н.Е., Пясковский Р.В.* Основные океанологические задачи теории мелкой воды. – Л.: Гидрометеоздат, 1968. – 300 с.
15. *Праудмэн Дж.* Динамическая океанография. – М.: Иностранная литература, 1957. – 418 с.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,  
Севастополь

Материал поступил  
в редакцию 10.11.06

ABSTRACT Plane problem on generation of barotropic seiches by an atmospheric pressure front moving over the bounded basin is considered. The non-linear system of long-wave equations with the bottom friction and the Earth rotation was solved by the method of finite differences. Computations are done for two basins with the depth distributions typical of the Black Sea. It is shown that the lowest seiches are induced as a result of the baric front translation over the basin. The level oscillations and the accompanying currents are most intensive in the shallow areas of the basins. Increase of the front velocity translation and decrease of the front width result in the seiches intensification. The Earth rotation generates the along-shore currents and weakens the residual liquid oscillations after the front passing. For the basins under consideration the influence of the seiches nonlinearity is small.