

Генерация волн в ограниченном бассейне движущимся фронтом атмосферного давления и связанным с ним полем касательных напряжений ветра

В рамках линейной теории длинных волн рассматривается плоская задача о генерации движущимся атмосферным фронтом баротропных сейш в ограниченном вращающемся бассейне. Фронт характеризуется как возмущениями барического поля, так и согласованным с ним полем касательных напряжений ветра. Дан вывод модифицированных формул Акерблома для расчета касательных напряжений ветра по заданным аномалиям атмосферного давления, в которых учитывается равномерный перенос возмущений барического поля. Выполнен численный анализ зависимости амплитуд колебаний жидкости в бассейне от параметров атмосферного фронта и выбора формул для расчета касательных напряжений ветра. Учет касательных напряжений ветра приводит к значительным количественным и качественным изменениям колебаний жидкости в бассейне по сравнению со случаем чисто барического воздействия.

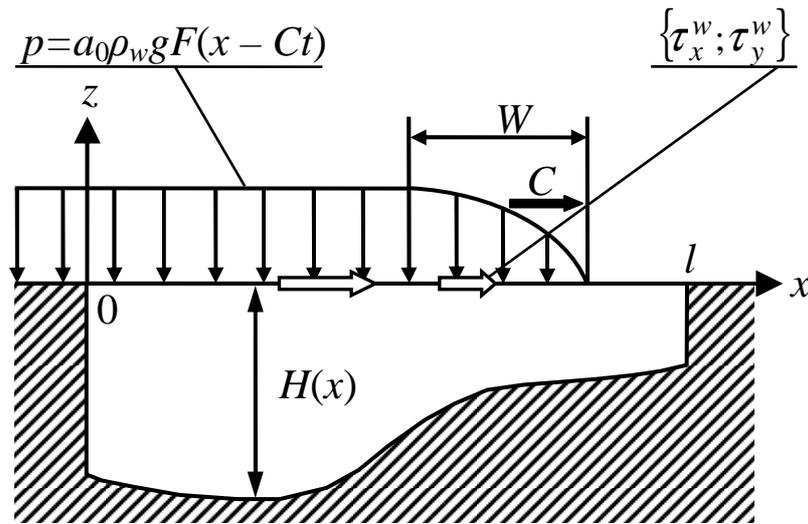
Ключевые слова: сейши баротропные, генерация, движущийся атмосферный фронт, вклад касательных напряжений ветра, уравнения длинных волн, численные решения.

Введение. Динамические процессы в атмосфере являются одним из энергетических источников пространственной и временной изменчивости гидрофизических полей в Мировом океане [1]. Передача энергии из атмосферы в океан осуществляется посредством воздействия на поверхность океана неоднородных полей атмосферного давления и касательных напряжений ветра, а также благодаря потоку плавучести через границу атмосфера – океан. Вклад последнего фактора в изменчивость Мирового океана, как правило, мал. На синоптических масштабах движения доминирующий вклад в передачу энергии из атмосферы в океан вносят касательные напряжения ветра [2]. Анализ натурных данных и численное моделирование указывают на существенный вклад изменений барического поля в генерацию непривливаемых колебаний уровня океана на периодах от десятков часов до десятков суток на пространственных масштабах 200 – 1000 км [3, 4]. Для движущихся индивидуальных атмосферных образований (фронтов, вихрей) относительный вклад касательных напряжений ветра в реакцию океана на атмосферные воздействия изучен недостаточно полно.

При перемещении атмосферных аномалий над замкнутыми и полужамкнутыми бассейнами происходит возбуждение колебаний, представляющих собой суперпозицию сейш, что подтверждено как данными наблюдений [5 – 8], так и результатами численного моделирования, в частности для Черного и Азовского морей [9, 10]. Общие физические закономерности процесса генерации сейш в замкнутых бассейнах переменной глубины движущимися фронтами с учетом совместного воздействия на морскую поверхность возмущений барического поля и поля касательных напряжений ветра требуют дальнейшего анализа.

Ниже в рамках линейной теории длинных волн с учетом вращения Земли рассматривается плоская задача о генерации баротропных колебаний жидкости в ограниченном бассейне при перемещении над ним атмосферного фронта. Фронт характеризуется как возмущениями атмосферного давления, так и согласованным с ними полем касательных напряжений ветра. Без учета ветровых напряжений такая задача рассмотрена в работе [11].

Математическая постановка задачи. В вертикальной плоскости Oxz рассматривается ограниченный бассейн ширины l (рис. 1), занимающий область $0 \leq x \leq l$, $-H(x) < z < 0$, где x – горизонтальная координата; z – вертикальная координата, отсчитываемая вверх от невозмущенного положения свободной поверхности жидкости $z = 0$; $H = H(x) > 0$ – распределение глубины бассейна при отсутствии возмущений.



Р и с. 1. Схема задачи

В рамках линейной теории длинных поверхностных волн с учетом донного трения, касательных напряжений ветра и вращения Земли исследуем колебания жидкости в бассейне, вызванные прохождением над ним в положительном направлении оси x с постоянной скоростью $C > 0$ атмосферного фронта. Распределение возмущений атмосферного давления в нем зададим в виде

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

где a_0 – амплитуда возмущений атмосферного давления (в метрах водяного столба); ρ_w – 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 $\xi \rightarrow -\infty$. Обозначим через W характерную ширину зоны существенного изменения атмосферного давления.

В длинноволновом приближении плоское движение жидкости в бассейне описывается системой уравнений

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho_w H} (\tau_x^w - \tau_x^b), \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = \frac{1}{\rho_w H} (\tau_y^w - \tau_y^b), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

с начальными условиями

$$u = v = \zeta = 0 \quad (t = 0), \quad (5)$$

означающими, что при $t = 0$ жидкость неподвижна, а свободная поверхность горизонтальна. Здесь y – ось координат, направленная перпендикулярно плоскости Oxz ; $u(x, t)$, $v(x, t)$ – проекции на оси x и y соответственно осредненной по глубине бассейна горизонтальной скорости течения; $\zeta(x, t)$ – смещение свободной поверхности от горизонтального положения; τ_x^w , τ_y^w и τ_x^b , τ_y^b – проекции на оси x и y вектора касательных напряжений ветра и донного трения; f – параметр Кориолиса, предполагаемый постоянным.

На вертикальных боковых границах бассейна $x = 0$ и $x = l$ задаются условия непротекания жидкости:

$$u(0, t) = 0, \quad u(l, t) = 0. \quad (6)$$

Для задания донного трения использована квадратичная по скорости течения параметризация:

$$\tau_x^b = k\rho_w u \sqrt{u^2 + v^2}, \quad \tau_y^b = k\rho_w v \sqrt{u^2 + v^2}, \quad (7)$$

где $k = 2,6 \cdot 10^{-3}$ – коэффициент донного трения.

С учетом формул (1) и (7) уравнения (2) – (4) принимают вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -g \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\zeta}}{\partial x} \right) - k \frac{u \sqrt{u^2 + v^2}}{H} + \frac{1}{\rho_w H} \tau_x^w, \quad (8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = \frac{1}{\rho_w H} \tau_y^w - k \frac{v \sqrt{u^2 + v^2}}{H}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} = 0, \quad (10)$$

здесь $\tilde{\zeta} = a_0 F(x - Ct)$ – аномалия атмосферного давления, выраженная в метрах водяного столба.

Для того чтобы исследовать вклад барического поля и поля касательных напряжений ветра в генерацию волн в бассейне, необходимо располагать соотношениями, связывающими аномалии атмосферного давления и касательные напряжения, действующие на поверхность жидкости. Для неподвижной

аномалии барического поля касательные напряжения ветра могут быть рассчитаны по формулам Акерблома [12]

$$\tau_x^w = -\sqrt{\frac{v_a}{2f}} \left(\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial y} \right), \quad \tau_y^w = \sqrt{\frac{v_a}{2f}} \left(\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial y} \right),$$

где v_a – коэффициент турбулентной вязкости воздуха. В плоском случае эти формулы упрощаются:

$$\tau_x^w = -\sqrt{\frac{v_a}{2f}} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \tau_y^w = \sqrt{\frac{v_a}{2f}} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (11)$$

Можно ожидать, что формулы (11) не вполне применимы для параметризации касательных напряжений ветра в перемещающихся барических фронтах.

Модифицированные формулы Акерблома. Для нахождения связи касательных напряжений ветра с распределением возмущений атмосферного давления в движущемся барическом фронте воспользуемся уравнениями асимптотического планетарного пограничного слоя атмосферы [12, 13]. В связанной с движущимся фронтом системе координат ($\xi = x - Ct$) стационарное плоское движение атмосферы описывается системой уравнений

$$-C \frac{\partial u}{\partial \xi} - fv = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial p}{\partial \xi} + v_a \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad -C \frac{\partial v}{\partial \xi} + fu = v_a \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (12)$$

где ρ_a – плотность воздуха. Их необходимо дополнить граничными условиями для модели асимптотического пограничного слоя атмосферы:

$$u(\xi, 0) = v(\xi, 0) = 0, \quad \sqrt{u^2 + v^2} < +\infty \quad (z \rightarrow +\infty). \quad (13)$$

Найдем решение задачи (12), (13) с помощью интегрального преобразования Фурье по горизонтальной координате ξ . Его применение к (12), (13) приводит к краевой задаче по вертикальной координате z на отрезке $[0, +\infty)$:

$$v_a U'' + imCU + fV = g\theta Z, \quad v_a V'' - fU + imCV = 0, \quad (14)$$

$$U(m, 0) = V(m, 0) = 0, \quad (15)$$

$$\sqrt{U^2 + V^2} < +\infty \quad (z \rightarrow +\infty), \quad (16)$$

где $U(m, z)$, $V(m, z)$, $Z(m)$ – трансформанты Фурье ($\xi \leftrightarrow m$) полей $u(\xi, z)$, $v(\xi, z)$ и производной $\partial \tilde{\zeta} / \partial \xi$ соответственно; $\theta = \rho_w / \rho_a$. Частное решение системы (14) (не зависит от z) имеет вид:

$$U^* = \frac{imgC\theta Z}{f^2 - m^2 C^2}, \quad V^* = \frac{gf\theta Z}{f^2 - m^2 C^2}. \quad (17)$$

Для нахождения общего решения однородной системы уравнений, соответствующей (14), удобно свести ее к обыкновенному дифференциальному уравнению 4-го порядка по z относительно любой из искомых переменных:

$$\frac{d^4\psi}{dz^4} + 2i\alpha \frac{d^2\psi}{dz^2} - (\alpha^2 - \beta^2)\psi = 0,$$

где $\psi = U$ или $\psi = V$; $\alpha = mC/v_a$; $\beta = f/v_a$. Это уравнение имеет четыре линейно независимых решения. Удовлетворяя условию (16) ограниченности U и V при $z \rightarrow +\infty$ (коэффициенты перед экспоненциально растущими решениями необходимо приравнять к нулю), получим решение этого уравнения, которое, однако, имеет различный вид в зависимости от диапазонов изменения параметра преобразования Фурье m :

$$\psi = D_1 e^{-\lambda_1 z} + D_2 e^{-\lambda_2 z}, \quad (18)$$

где D_1, D_2 – подлежащие определению функции параметра m ;

$$\lambda_{1,2} = \begin{cases} (1+i)q^\pm, & m < -m_0, \\ (1 \mp i)q^\pm, & |m| \leq m_0, \\ (1-i)q^\pm, & m > m_0, \end{cases} \quad q^\pm = \sqrt{\frac{|mC \pm f|}{2v_a}}, \quad m_0 = \frac{f}{C}.$$

Верхние знаки в предыдущей формуле относятся к λ_1 , нижние – к λ_2 .

Таким образом, проекции скорости ветра U и V можно представить в виде

$$U = U^* + A_1 e^{-\lambda_1 z} + A_2 e^{-\lambda_2 z}, \quad V = V^* + B_1 e^{-\lambda_1 z} + B_2 e^{-\lambda_2 z}. \quad (19)$$

Подставляя (19) в систему (14) и удовлетворяя условиям прилипания (15), находим:

$$B_{1,2} = \pm i A_{1,2}, \quad A_{1,2} = -0,5(U^* \pm iV^*).$$

Проекции касательных напряжений ветра в системе координат (ξ, y, z) , связанной с движущимся фронтом, находятся по формулам

$$\tau_\xi^w = \rho_a v_a \left. \frac{\partial u(\xi, z)}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad \tau_y^w = \rho_a v_a \left. \frac{\partial v(\xi, z)}{\partial z} \right|_{z=0}. \quad (20)$$

Обозначим через $T_\xi^w(m)$ и $T_y^w(m)$ их преобразование Фурье по ξ . Применяя к (20) преобразование Фурье по ξ и подставляя (19) в (20), найдем

$$T_\xi^w = -0,25(1+i)\rho_w g Z \begin{cases} -i(Q^+ + Q^-), & m < -m_0, \\ Q^+ - iQ^-, & |m| \leq m_0, \\ Q^+ + Q^-, & m > m_0, \end{cases} \quad (21)$$

$$T_y^w = 0,25(1-i)\rho_w g Z \begin{cases} -i(Q^+ - Q^-), m < -m_0, \\ Q^+ + iQ^-, |m| \leq m_0, \\ Q^+ - Q^-, m > m_0, \end{cases} \quad (22)$$

где $Q^\pm = 1/q^\pm$.

Применение обратного преобразования Фурье к формулам (21), (22) дает окончательные выражения для касательных напряжений ветра в интегральной форме:

$$\begin{cases} \tau_\xi^w \\ \tau_y^w \end{cases} = \mp \frac{1}{4\pi} \rho_w g \operatorname{Re} \left[\int_0^{m_0} (1 \pm i) Z(Q^+ \mp iQ^-) e^{im\xi} dm + \int_{m_0}^{+\infty} (1 \pm i) Z(Q^+ \pm Q^-) e^{im\xi} dm \right]. \quad (23)$$

Для движущегося атмосферного фронта, в котором горизонтальное распределение возмущений атмосферного давления (1) задается функцией

$$F = \sin^2[\pi\xi/(2W)] \quad (-W < \xi < 0), \quad F = 1 \quad (\xi \leq -W), \quad F = 0 \quad (\xi \geq 0),$$

выражения для касательных напряжений ветра (23) принимают вид

$$\tau_\xi^w = \frac{1}{4} \pi \alpha_0 \rho_w g (G_1 + G_2), \quad \tau_y^w = -\frac{1}{4} \pi \alpha_0 \rho_w g (G_3 + G_4), \quad (24)$$

где

$$\begin{cases} G_1 \\ G_3 \end{cases} = \int_0^{m_0} \frac{\cos(mW/2)}{\pi^2 - m^2 W^2} [(Q^+ + Q^-) \cos m(\xi + W/2) \mp (Q^+ - Q^-) \sin m(\xi + W/2)] dm, \\ \begin{cases} G_2 \\ G_4 \end{cases} = \int_{m_0}^{+\infty} \frac{\cos(mW/2)}{\pi^2 - m^2 W^2} (Q^+ \pm Q^-) [\cos m(\xi + W/2) \mp \sin m(\xi + W/2)] dm.$$

Вычислительный алгоритм. Введем обозначения

$$x_i = i\delta \quad (i = 0, \dots, N), \quad t_n = n\tau,$$

$$u_0^n = 0, \quad u_i^n = u(x_i, t_n), \quad u_N^n = 0,$$

$$v_i^n = v(x_i - \delta/2, t_n), \quad \zeta_i^n = \zeta(x_i - \delta/2, t_n) \quad (i = 1, \dots, N-1),$$

где $\delta = l/N$, $\tau > 0$ – постоянные шаги интегрирования по горизонтальной координате и времени соответственно.

Для численного решения начально-краевой задачи (2) – (6) на отрезке $0 \leq x \leq l$ при $t \geq 0$ использована явно-неявная конечно-разностная схема [11, 14]. Поле скорости u в моменты времени $t = t_n$ ($n = 0, 1, \dots$) вычислялось в узлах равномерной сетки $x = x_i$ ($i = 0, \dots, N$), а проекция скорости течения v и смещения свободной поверхности жидкости ζ – в средних точках $x = x_i - \delta/2$ ($i = 1, \dots, N-1$) ячеек. Глубина бассейна H задавалась в узлах сетки $H_i = H(x_i)$.

Разностный аналог уравнения (8) в явной форме имеет вид

$$u_i^{n+1} = u_i^n + \mathcal{F}v_{i+1/2}^n + \frac{\tau}{H_i} \left[\frac{1}{4} \pi a_0 g (\tilde{\tau}_x^w)_i^n - k u_i^n \sqrt{(u_i^n)^2 + (v_{i+1/2}^n)^2} \right] - g\beta[(\zeta_{i+1}^n - \zeta_i^n) + (\tilde{\zeta}_{i+1}^n - \tilde{\zeta}_i^n)], \quad (25)$$

где

$$v_{i+1/2}^n = 0,5(v_{i+1}^n + v_i^n), \quad (\tilde{\tau}_x^w)_i^n = (G_1 + G_2)_i^n, \quad \beta = \tau/\delta, \quad i = 1, \dots, N-1.$$

Разностный аналог уравнения (9) (явный) записывается в форме

$$v_i^{n+1} = v_i^n - \mathcal{F}u_{i-1/2}^n + \frac{\tau}{H_{i-1/2}} \left\{ \frac{1}{8} \pi a_0 g [(\tilde{\tau}_y^w)_{i-1}^n + (\tilde{\tau}_y^w)_i^n] - k v_i^n \sqrt{(u_{i-1/2}^n)^2 + (v_i^n)^2} \right\}, \quad (26)$$

где

$$u_{i-1/2}^n = 0,5(u_i^n + u_{i-1}^n), \quad (\tilde{\tau}_y^w)_i^n = (G_3 + G_4)_i^n, \quad H_{i-1/2} = 0,5(H_i + H_{i-1}).$$

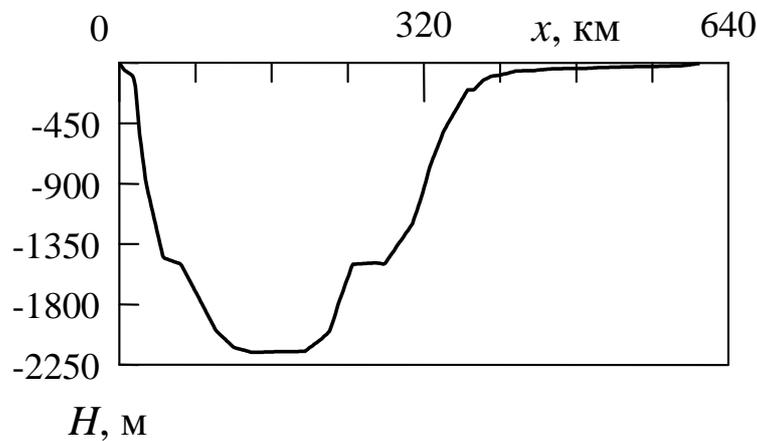
Разностный аналог (неявный) уравнения неразрывности (10)

$$\zeta_i^{n+1} = \zeta_i^n - \beta(u_i^{n+1} H_i - u_{i-1}^{n+1} H_{i-1}). \quad (27)$$

В соответствии с (5) начальные условия для задачи (25) – (27) имеют вид

$$u_i^0 = 0 \quad (i = 1, \dots, N-1), \quad \zeta_i^0 = 0 \quad (i = 1, \dots, N). \quad (28)$$

Результаты численного анализа. Анализ движений жидкости, вызванных прохождением атмосферного фронта, проводился для бассейна, распределение глубины которого показано на рис. 2. Оно соответствует сечению Черноморской котловины в ее северо-западной части вдоль меридиана 31° в. д. Распределение глубины характеризуется глубоководной зоной, материковым склоном и протяженным шельфом.



Р и с. 2. Распределение глубины бассейна, соответствующее разрезу Черноморской котловины вдоль меридиана 31° в. д.

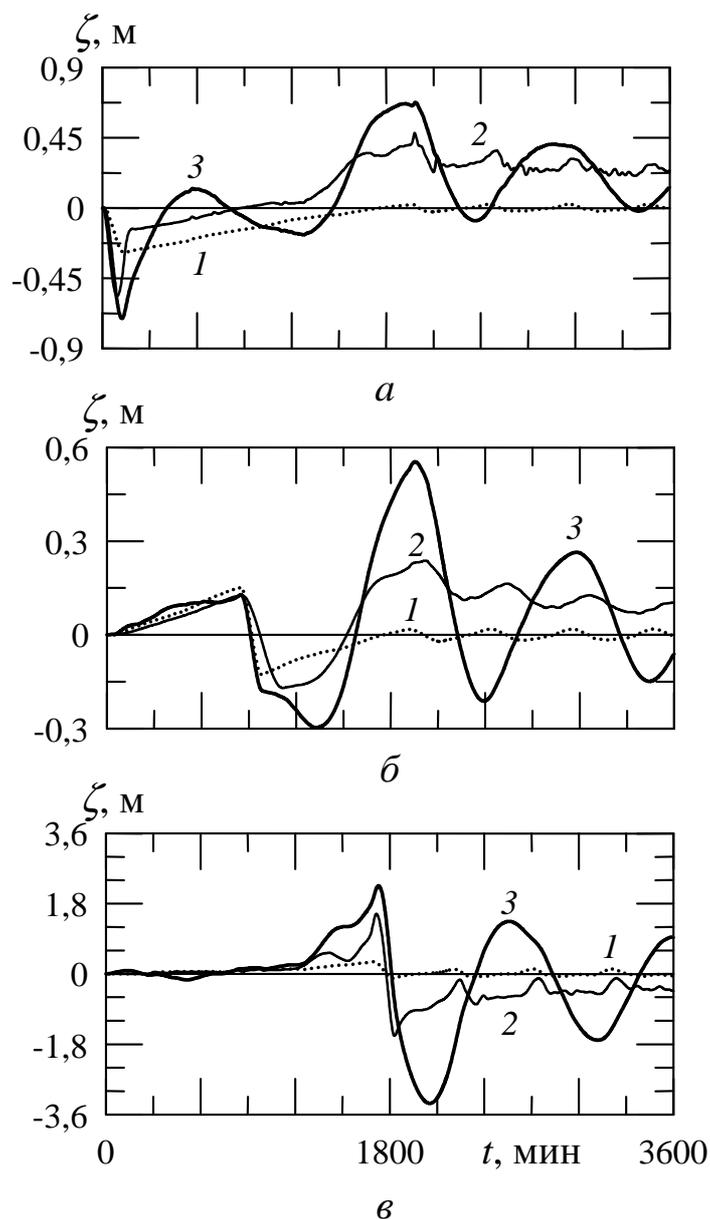
Численный анализ реакции жидкости в бассейне на прохождение над ним барического фронта проводился по формулам (24) – (28) для различных скоростей движения C и ширины W фронта атмосферных возмущений. Выполнялось сопоставление эффективности генерации колебаний жидкости в бассейне барическим фронтом как без учета, так и с учетом касательных напряжений ветра. При этом проводилось сравнение колебаний уровня моря, рассчитанных по классическим формулам Акерблома (11) и модифицированным формулам (23) для расчета ветровых напряжений, выведенным в настоящей работе.

Для всех последующих рисунков (кроме рис. 7) коэффициент турбулентной вязкости для атмосферы $\nu_a = 5 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

На рис. 3 представлены смещения уровня моря на границах и в средней точке бассейна, найденные без учета (кривые 1) и с учетом (кривые 2, 3) действия касательных напряжений ветра.

Касательные напряжения ветра τ_x^w, τ_y^w вносят существенный вклад в колебания уровня моря как у границ бассейна (наиболее мелководные зоны), так и в его центральной глубоководной части. Их учет приводит к значительным количественным и качественным изменениям характера колебаний жидкости в бассейне по сравнению с чисто барическим воздействием. Так, смещения свободной поверхности под движущимся барическим фронтом без учета касательных напряжений ветра почти на порядок меньше амплитуд колебаний уровня моря в случае совместного действия барического поля и касательных напряжений ветра, рассчитанных как по классическим формулам Акерблома, так и по модифицированным формулам, в которых учитывается перенос аномалий барического поля.

Кроме этого, обнаружены существенные различия между колебаниями уровня моря, найденными с учетом касательных напряжений ветра, рассчитанных по классическим (11) и модифицированным (23) формулам Акерблома. В случае применения для расчета τ_x^w, τ_y^w классических формул Акерблома после прохождения фронта наблюдаются продолжительные сгоны и нагоны у границ бассейна. В случае же, когда τ_x^w, τ_y^w находятся по формулам (23), генерируются интенсивные колебания уровня у границ бассейна. Колебания наибольшей амплитуды генерируются в шельфовой зоне. При учете касательных напряжений ветра, рассчитанных по модифицированным формулам, наблюдается существенное увеличение периода колебаний полей по сравнению со случаем прохождения над бассейном чисто барического фронта. Наконец, амплитуда колебаний уровня, рассчитанная с использованием модифицированных формул Акерблома, приблизительно в два раза больше найденной с использованием классических формул Акерблома. Таким образом, учет переноса барических аномалий при расчете касательных напряжений ветра представляется весьма существенным.



Р и с. 3. Колебания уровня моря в трех точках бассейна при прохождении атмосферного фронта ($a_0 = 0,3$ м; $C = 6$ м·с⁻¹; $W = 50$ км): *a* – $x = 0$; *б* – $x = l/2$; *в* – $x = l$ (кривые 1 – касательные напряжения ветра не учитываются; 2 – учитываются касательные напряжения, найденные по формулам Акерблома (11); 3 – учитываются касательные напряжения, найденные по формулам (23))

Рассмотрим зависимость эффективности генерации волн в бассейне от ширины движущегося атмосферного фронта. Как показано на рис. 4, с ростом ширины W атмосферного фронта амплитуда колебаний уровня уменьшается и усиливается запаздывание реакции уровня на внешнее воздействие. При перемещении фронта от левой границы бассейна к правой возникает неравномерное по акватории и перемещающееся вместе с атмосферным возмуще-

нием смещение уровня моря. Оно является трансформированным гидростатическим смещением поверхности жидкости $z = -\tilde{\zeta}(x - Ct)$. Отличия от гидростатического прогиба весьма существенны, особенно на шельфе, и обусловлены ограниченностью бассейна (нет излучения волн из зоны генерации), изменениями глубины, перемещением фронта и действием на поверхность моря касательных напряжений ветра.

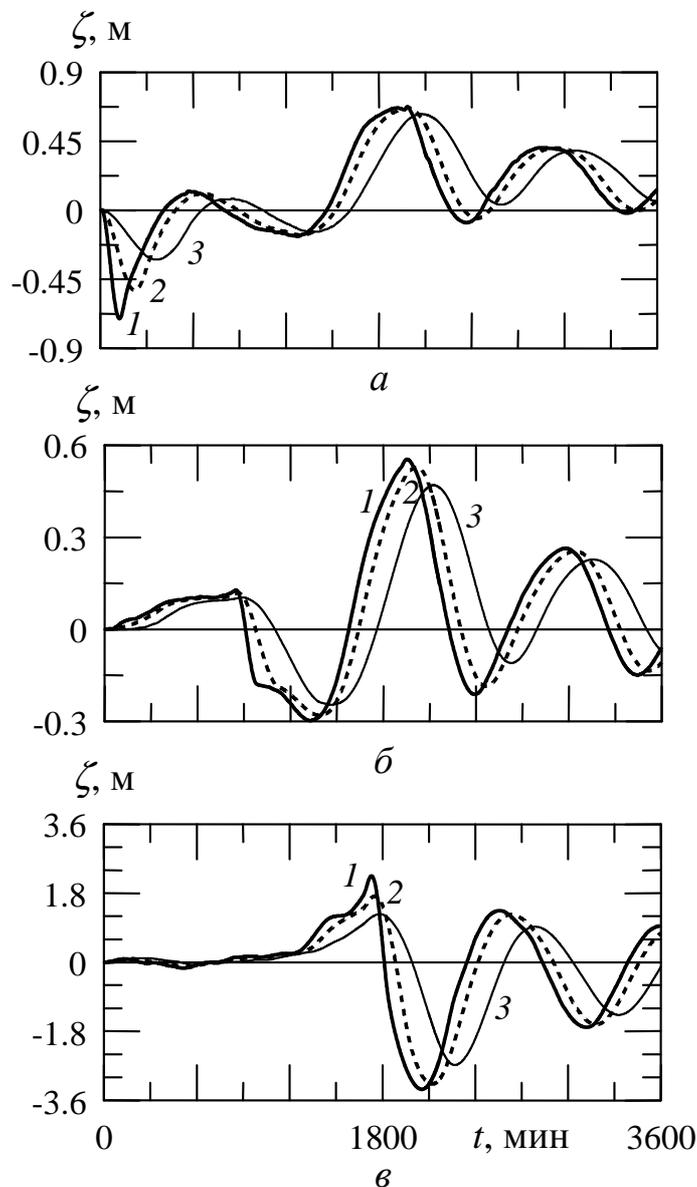


Рис. 4. Колебания уровня моря в трех точках бассейна при прохождении атмосферного фронта со скоростью $C = 6 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ ($a_0 = 0,3 \text{ м}$), рассчитанные с использованием формул (23): $a - x = 0$; $б - x = l/2$; $в - x = l$ (для зависимостей l ширина фронта $W = 50 \text{ км}$; $2 - W = 100 \text{ км}$; $3 - W = 200 \text{ км}$)

На рис. 5 приведены профили свободной поверхности жидкости для фронта шириной $W = 100$ км в момент времени $t = 18,8$ ч, когда передняя граница движущегося фронта находится в точке $x = 2l/3$. Распределения смещений уровня ζ соответствуют случаям, когда касательные напряжения ветра не учитываются или рассчитываются по различным формулам. Горизонтальная структура смещений уровня в бассейне определяется одноузловой сейшей. Сейши наиболее интенсивны на мелководье [9, 11]. Видно, что профили свободной поверхности, полученные с учетом касательных напряжений ветра, близки по форме в центральной части бассейна, но заметно отличаются у границ бассейна при использовании различных расчетных формул для касательных напряжений ветра.

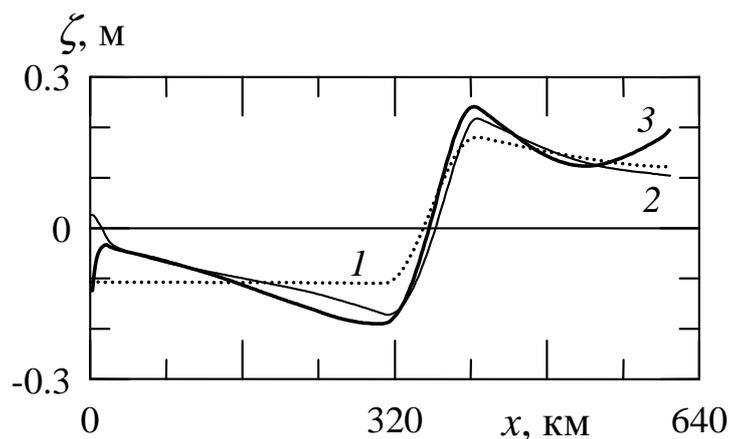
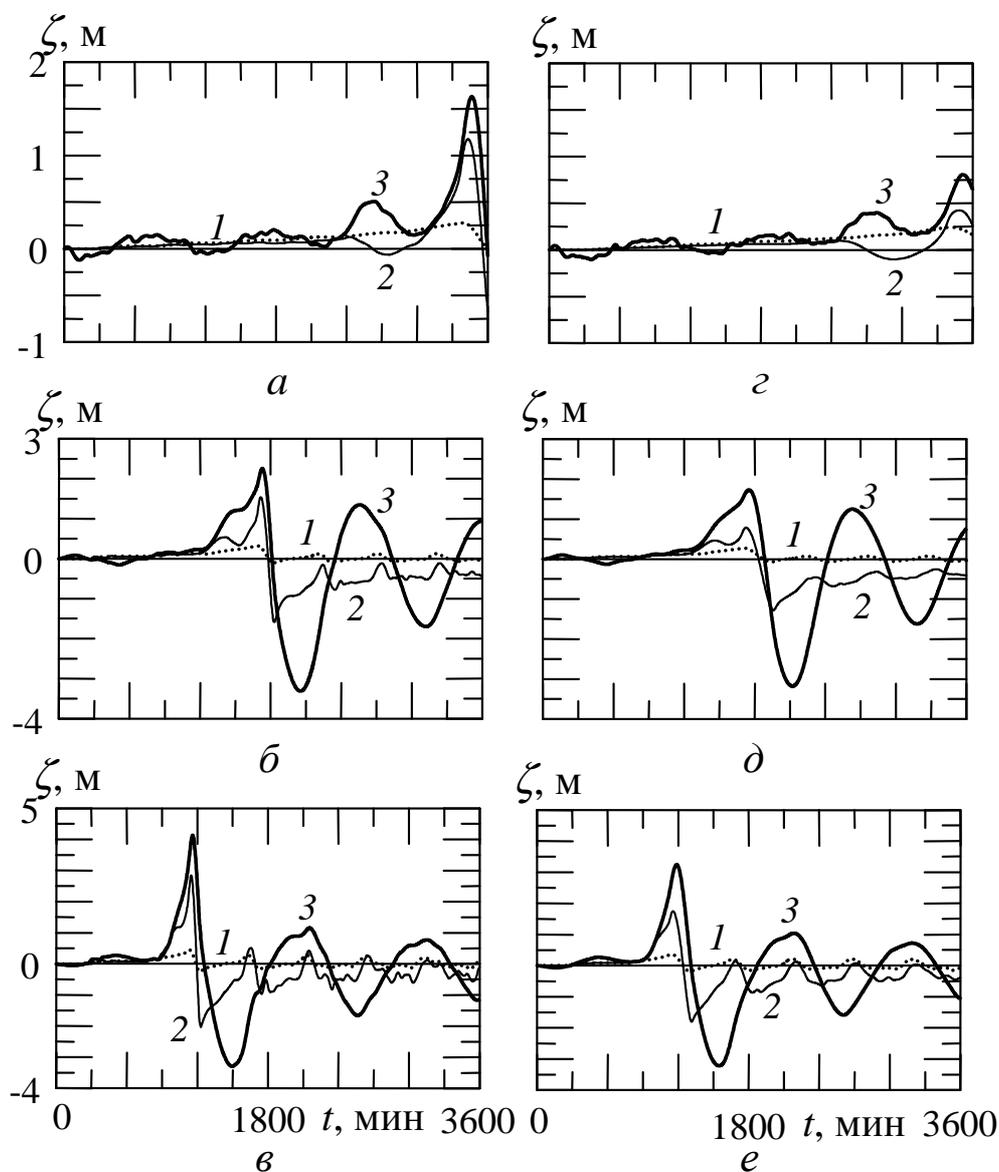


Рис. 5. Форма свободной поверхности в момент времени $t = 18,8$ ч, когда передняя граница фронта находится в точке $x = 2l/3$ ($W = 100$ км, $C = 6$ м·с⁻¹, $a_0 = 0,3$ м) (кривые 1 – касательные напряжения ветра не учитываются; 2 – учитываются касательные напряжения ветра, найденные по формулам (11); 3 – учитываются касательные напряжения, найденные по формулам (23))

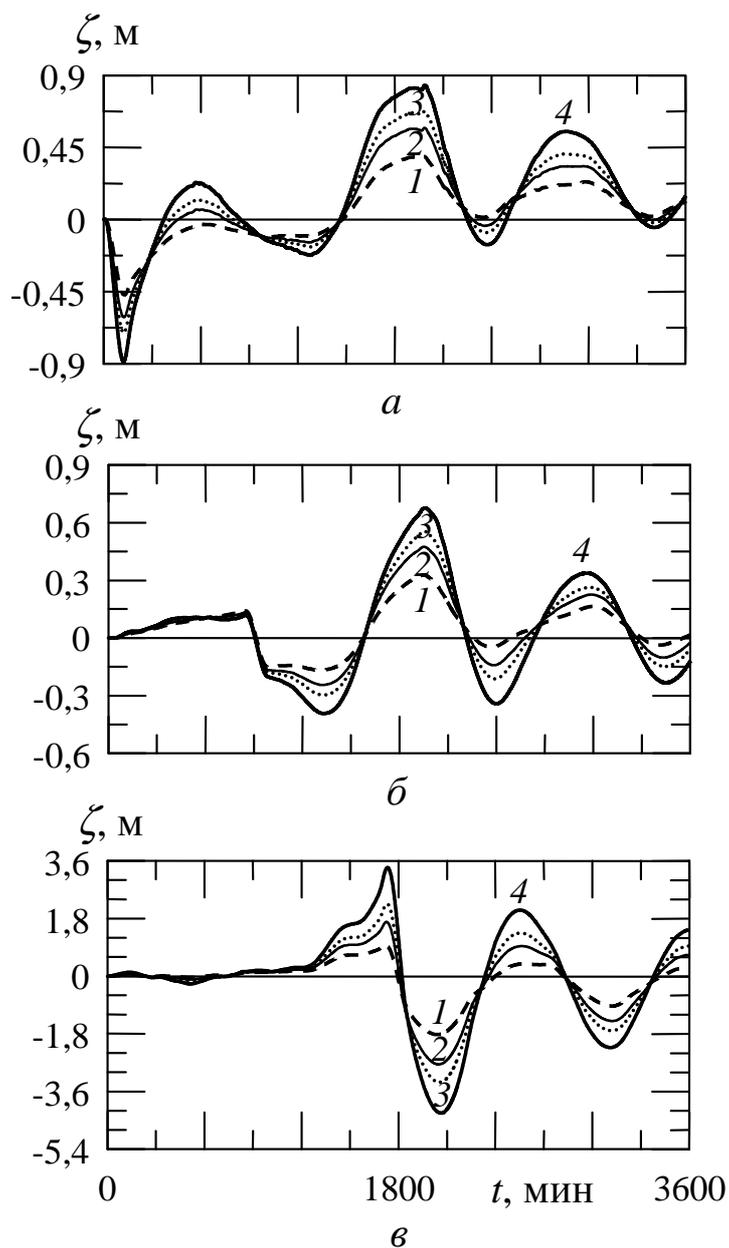
Колебания свободной поверхности на правой мелководной границе бассейна ($x = l$) при прохождении над ним с разной скоростью барических фронтов различной ширины показаны на рис. 6. Эффективность генерации сейш снижается при увеличении ширины фронта. При малых скоростях амплитуды колебаний уровня для фронтов шириной 50 и 100 км отличаются вдвое, при больших скоростях – на 22%. Заметим, что с ростом скорости переноса атмосферного фронта существенно усиливаются колебания уровня моря в шельфовой зоне бассейна.

Учитывая некоторую неопределенность в выборе значения коэффициента турбулентной вязкости атмосферы ν_a , представляет интерес анализ зависимости эффективности генерации баротропных колебаний жидкости в бассейне от ν_a . Такие расчеты представлены на рис. 7 и показывают, что изменение ν_a в диапазоне $1 - 10$ м²·с⁻¹ не сопровождается качественными изменениями в характере колебаний жидкости как у мелководных границ бассейна,

так и в его центре. В то же время амплитуда колебаний уровня моря существенно зависит от коэффициента турбулентной вязкости атмосферы, возрастая при увеличении ν_a . При изменении ν_a от 1 до $10 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ амплитуда колебаний свободной поверхности жидкости возрастает приблизительно в 2 раза.



Р и с. 6. Колебания уровня моря на правой границе бассейна ($x = l$) при прохождении с разной скоростью атмосферных фронтов различной ширины ($a_0 = 0,3 \text{ м}$): *a* – $C = 3 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, $W = 50 \text{ км}$; *б* – $C = 6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, $W = 50 \text{ км}$; *в* – $C = 9 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, $W = 50 \text{ км}$; *г* – $C = 3 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, $W = 100 \text{ км}$; *д* – $C = 6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, $W = 100 \text{ км}$; *е* – $C = 9 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, $W = 100 \text{ км}$ (кривые 1 – касательные напряжения ветра не учитываются; 2 – учитываются касательные напряжения, найденные по формулам (11); 3 – учитываются касательные напряжения ветра, найденные по формулам (23))



Р и с. 7. Колебания уровня моря в точках бассейна $x = 0$ (а), $x = l/2$ (б), $x = l$ (в), рассчитанные по формулам (23) с различными коэффициентами турбулентной вязкости атмосферы: 1 – $\nu_a = 1 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; 2 – $\nu_a = 3 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; 3 – $\nu_a = 5 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; 4 – $\nu_a = 10 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ (параметры движущегося фронта: $a_0 = 0,3 \text{ м}$; $C = 6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$; $W = 50 \text{ км}$)

Основные выводы. В рамках линейной теории длинных волн рассмотрена плоская задача о генерации баротропных сейш в ограниченном вращающемся бассейне при движении над ним атмосферного фронта. Учитываются квадратичное донное трение и касательные напряжения ветра, согласо-

ванные с аномалиями атмосферного давления. Для описания связи аномалий атмосферного давления и касательных напряжений ветра использованы как классические формулы Акерблома, так и выведенные в работе модифицированные формулы, в которых учитывается равномерный перенос фронта атмосферного давления. Задача решалась методом конечных разностей для бассейна с распределением глубины, соответствующим меридиональному сечению Черноморской котловины.

Численный анализ показал значительные различия в характере колебаний жидкости в бассейне с учетом касательных напряжений ветра по сравнению со случаем чисто барического воздействия. Учет ветровых напряжений приводит к увеличению (почти на порядок) амплитуды колебаний уровня моря, изменениям горизонтальной структуры смещений свободной поверхности жидкости. Более того, для получения правильных количественных оценок гидродинамических полей в бассейне необходим учет переноса атмосферного фронта (при скоростях фронта $C > 3 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$) при расчете касательных напряжений ветра. В традиционных формулах Акерблома возмущения барического поля предполагаются стационарными и неподвижными в пространстве.

При перемещении атмосферного фронта от левой боковой границы бассейна к правой возникает неравномерное по горизонтали и перемещающееся вместе с атмосферным возмущением смещение уровня моря. Оно является трансформированным гидростатическим смещением поверхности жидкости и прослеживается при всех скоростях переноса атмосферного возмущения. Отклонения поверхности моря от чисто гидростатического прогиба весьма значительные и обусловлены ограниченностью бассейна, препятствующей излучению волн из зоны генерации, наличием шельфа, перемещением фронта и, что весьма существенно, действием на жидкость касательных напряжений ветра. Выбор коэффициента турбулентного трения в атмосфере играет важную роль для правильного количественного описания реакции жидкости в бассейне на движущийся атмосферный фронт.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Монин А.С., Каменкович В.М., Корт В.Г. Изменчивость Мирового океана. – Л.: Гидрометеоздат, 1974. – 261 с.
2. Mgaard L. On the generation of baroclinic Rossby waves by meteorological forces // J. Phys. Oceanogr. – 1977. – 7, № 3. – P. 359 – 364.
3. Ланно 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 // Nat. Hazards. – 1998. – 18. – P. 27 – 55.

8. *de Jong M.P.C., Holthuijen 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. *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.
10. *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.
11. *Доценко С.Ф., Миклашевская Н.А.* Генерация сейш в ограниченных бассейнах перемещающимися барическими фронтами // *Морской гидрофизический журнал.* – 2008. – № 2. – С. 3 – 18.
12. *Кочергин В.П.* Теория и методы расчета океанических течений. – М.: Наука, 1978. – 128 с.
13. *Григоркина Р.Г., Фукс В.Р.* Воздействие тайфунов на океан. – Л.: Гидрометеиздат, 1986. – 244 с.
14. *Вольцингер Н.Е., Пясковский Р.В.* Основные океанологические задачи теории мелкой воды. – Л.: Гидрометеиздат, 1968. – 300 с.

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

Материал поступил
в редакцию 18.03.10

АНОТАЦІЯ У рамках лінійної теорії довгих хвиль розглядається плоска задача про генерацію рухомих атмосферним фронтом баротропних сейшів у обмеженому обертовому басейні. Фронт характеризується як збуреннями баричного поля, так і узгодженим з ним полем дотичних напруг вітру. Даний висновок модифікованих формул Акерблома для розрахунку дотичних напруг вітру по заданих аномаліях атмосферного тиску, в яких враховується рівномірне перенесення збурень баричного поля. Виконаний чисельний аналіз залежності амплітуд коливань рідини в басейні від параметрів атмосферного фронту та вибору формул для розрахунку дотичних напруг вітру. Врахування дотичних напруг вітру призводить до значних кількісних та якісних змін коливань рідини в басейні в порівнянні з випадком чисто баричної дії.

Ключові слова: сейші баротропні, генерація, рухомий атмосферний фронт, внесок дотичних напруг вітру, рівняння довгих хвиль, чисельні рішення.

ABSTRACT Within the framework of the linear theory of long waves the plane problem on generation of barotropic seiches in a bounded rotating basin by a moving atmospheric front is considered. The front is characterized both by disturbances of the baric field and the consistent field of wind stresses. Derivation of the modified Akerblom formulas for calculating wind stresses based on the preset anomalies of atmospheric pressure is given. The formulas take into account uniform translation of baric field disturbances. Dependence of fluid oscillations in the basin upon the atmospheric front parameters and choice of the formulas for calculating wind stresses is numerically analyzed. Consideration of the wind tangential stresses results in considerable quantitative and qualitative changes of field oscillations in the basin as compared with pure baric forcing.

Keywords: barotropic seiches, generation, moving atmospheric front, contribution of wind tangential stresses, long-wave equations, numerical solutions.