

## Роль рельефа дна и $\beta$ -эффекта в динамике Черного моря

© 2017 А. А. Павлушин\*, Н. Б. Шапиро, Э. Н. Михайлова

*Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия*

*\*E-mail: pavlushin@mhi-ras.ru*

Поступила в редакцию 01.06.2017 г.

Обсуждаются результаты численных экспериментов, выполненных в рамках двухслойной вихреразрешающей модели Черного моря. В модели учитываются рельеф дна,  $\beta$ -эффект, придонное трение и горизонтальная турбулентная вязкость, параметризуемая бигармоническим оператором. Расчеты проведены на длительный срок до выхода решения на статистически-равновесный режим, который характеризуется наличием интенсивных течений, волн и вихрей. Показано, что в режиме статистического равновесия в море существует круговая циркуляция циклонической направленности, в верхнем слое образуется струйное меандрирующее течение – аналог ОЧТ. В нижнем слое выявлены достаточно интенсивные волны, которые накладываются на поток, распространяющийся вдоль изобат. Эти волны можно характеризовать как топографические волны Россби, захваченные материковым склоном. Предложена методика анализа таких волн. Показано, что волновые возмущения течений в нижнем слое существенно влияют на течения в верхнем слое, способствуя их неустойчивости и меандрированию.

**Ключевые слова:** Черное море, вихреразрешающая модель, численный эксперимент,  $\beta$ -эффект, топографические волны Россби, рельеф дна, захваченные волны.

**DOI:** 10.22449/0233-7584-2017-6-27-39

**Введение.** В работе в рамках двухслойной вихреразрешающей модели приводятся результаты исследования влияния рельефа дна и  $\beta$ -эффекта на формирование циркуляции в Черном море при воздействии стационарного циклонического ветра с постоянной завихренностью. Она является продолжением серии численных экспериментов [1, 2], посвященных моделированию ветровой циркуляции в Черном море. В опубликованных ранее работах обсуждаются результаты численных экспериментов по исследованию роли таких факторов, как завихренность ветра, форма бассейна, ортография береговой линии, интенсивность придонного трения и горизонтальной турбулентной вязкости,  $\beta$ -эффект в случаях, когда рельеф дна не учитывался (дно предполагалось горизонтальным).

Модель основана на примитивных уравнениях гидродинамики океана [3]. Уравнения модели представляют собой проинтегрированные по вертикали в пределах каждого слоя уравнения движения и неразрывности

$$(U_1)_t + (u_1 U_1)_x + (v_1 U_1)_y - fV_1 = gh_1 \zeta_x + \tau^x - R_a^x + A_B \nabla (h_1 \nabla (\Delta u_1)),$$

$$(V_1)_t + (u_1 V_1)_x + (v_1 V_1)_y + fU_1 = gh_1 \zeta_y + \tau^y - R_a^y + A_B \nabla (h_1 \nabla (\Delta v_1)),$$

$$(U_2)_t + (u_2 U_2)_x + (v_2 U_2)_y - fV_2 = gh_2 \zeta_x + g'h_2 (h_1)_x + R_a^x - R_b^x + A_B \nabla (h_2 \nabla (\Delta u_2)),$$

$$(V_2)_t + (u_2 V_2)_x + (v_2 V_2)_y + fU_2 = gh_2 \zeta_y + g'h_2 (h_1)_y + R_a^y - R_b^y + A_B \nabla (h_2 \nabla (\Delta v_2)),$$

$$\begin{aligned}(h_1)_t + (U_1)_x + (V_1)_y &= 0, \\ (h_2)_t + (U_2)_x + (V_2)_y &= 0,\end{aligned}$$

где индексы 1 и 2 указывают номер слоя;  $x, y, t$  – дифференцирование по соответствующей переменной;  $u_k, v_k$  – горизонтальные компоненты скорости течений в  $k$ -м слое ( $k = 1, 2$ ), направленные вдоль осей  $X$  (на восток) и  $Y$  (на север) соответственно;  $h_1, h_2$  – толщины слоев;  $U_k = u_k h_k, V_k = v_k h_k$  – компоненты потоков в слоях;  $R_a^x, R_a^y$  – компоненты силы трения на поверхности раздела слоев;  $R_b^x, R_b^y$  – компоненты придонного трения;  $f = f_0 + \beta y$  – параметр Кориолиса,  $f_0 = 10^{-4}$  1/с,  $\beta = 2 \cdot 10^{-13}$  1/см·с;  $g = 980$  г·см/с<sup>2</sup> – ускорение свободного падения;  $g' = g(\rho_2 - \rho_1)/\rho_2$ ;  $\tau^x, \tau^y$  – компоненты тангенциального напряжения ветра;  $A_B$  – коэффициент горизонтальной турбулентной вязкости.

Для замыкания системы уравнений используется интегральное уравнение неразрывности в приближении «твердой крышки»

$$U_x + V_y = 0,$$

что позволяет ввести интегральную функцию тока  $U = -\psi_y, V = \psi_x$ , где  $U = U_1 + U_2, V = V_1 + V_2$  – составляющие полных потоков.

Сток рек и водообмен через проливы не учитывался, на боковых границах бассейна задавались условия прилипания и условие  $\Delta \mathbf{u}_k = 0$ . В начальный момент времени вода находилась в состоянии покоя.

Для численной аппроксимации использовалась двухслойная по времени полуявная (экономичная явная [4]) схема с неявным учетом силы Кориолиса, придонного трения и трения на поверхности раздела. Уравнения движения и неразрывности аппроксимировались на сетке  $B$  со вторым порядком точности по схеме центральных разностей. Отметим, что в предыдущих экспериментах с горизонтальным дном нелинейные члены в уравнениях неразрывности аппроксимировались схемой первого порядка точности (направленными разностями), а в уравнениях движения – схемой Лакса – Вендроффа второго порядка точности [4]. Аппроксимация центральными разностями обеспечивает соблюдение энергетического баланса в модели.

Было показано [1], что вследствие влияния нелинейных факторов даже при воздействии стационарного ветра решение задачи со временем выходит не на стационарный, а на квазипериодический статистически-равновесный режим. При этом приток энергии от ветра в море не является постоянным и регулируется изменчивостью поля поверхностных течений.

Под притоком энергии подразумевается суммарная по площади бассейна работа  $W_\tau$ , совершаемая тангенциальным напряжением ветра, которая равняется скалярному произведению векторов  $\boldsymbol{\tau}$  и  $\mathbf{u}_1$ . Поскольку напряжение ветра стационарно, то изменчивость  $W_\tau$  зависит от изменчивости  $\mathbf{u}_1$ .

Другой важный момент, на котором стоит заострить внимание, – учет придонного и горизонтального трения. Горизонтальная вязкость в данной версии модели параметризуется бигармоническим оператором, в отличие от предыдущих экспериментов [1, 2], в которых использовался гармонический оператор. Бигармоническая вязкость в меньшей степени препятствует возникновению в модели синоптических и мезомасштабных вихрей [5].

Придонное трение в рассматриваемых экспериментах параметризовалось формулой  $\mathbf{R}_b = (r_1 + r_2 |\mathbf{u}_2|) \mathbf{u}_2$ . Коэффициент  $r_1$  задавался для того, чтобы придонное трение действовало при слабых течениях. Трение на поверхности раздела слоев не учитывалось ( $\mathbf{R}_a = 0$ ) в случаях, когда  $h_2 > 0$ , чтобы в чистом виде описать формирование вихревых структур (и вообще движения) в нижнем слое. В тех случаях, когда  $h_2 = 0$  и верхний слой контактировал с дном,  $\mathbf{R}_a = (r_1 + r_2 |\mathbf{u}_1|) \mathbf{u}_1$ .

**Численные эксперименты.** Ниже приводятся результаты двух численных экспериментов R1 и R2, в которых рассматривается движение в двухслойном море с реальным рельефом дна  $H(x, y)$ , возбуждаемое стационарным напряжением ветра  $\boldsymbol{\tau}(x, y)$ , имеющим постоянную циклоническую завихренность  $\text{rot}_z(\boldsymbol{\tau}) = 2,53 \cdot 10^{-7} \text{ Н/м}^3$ . В эксперименте R1 учитывается  $\beta$ -эффект, в R2  $\beta$ -эффект не учитывается ( $\beta = 0$ ). Составляющие тангенциального напряжения ветра  $\tau^x, \tau^y$ , как и в [1, 2], вычислялись по формулам  $\tau^x = \tau_S^x + y(\tau_N^x - \tau_S^x)/B$ ,  $\tau^y = \tau_W^y + x(\tau_E^y - \tau_W^y)/L$ , где  $\tau_S^x = \tau_E^y = 0,5 \text{ см}^2/\text{с}^2$ ,  $\tau_N^x = \tau_W^y = -0,5 \text{ см}^2/\text{с}^2$  – заданные значения составляющих  $\boldsymbol{\tau}$  на северной, восточной, южной и западной границах области ( $0 < x < L$ ,  $0 < y < B$ ), в которую вписано Черное море.

В начальный момент времени толщина верхнего слоя  $h_0$  равнялась 175 м, или глубине моря  $H$  при  $H < 175$  м. Коэффициенты придонного трения  $r_1, r_2$  на основании предыдущих расчетов были выбраны равными 0,001 и 0,002 см/с соответственно, коэффициент бигармонической вязкости  $A_B = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^4/\text{с}^4$ . Использовалась прямоугольная сетка с шагами  $\Delta x = \Delta y = 3$  км, шаг по времени  $\Delta t = 1,5$  мин.

Продолжительность расчетов в обоих экспериментах составила 20 лет (один год состоит из 12 мес по 30 сут). За это время оба решения вышли на квазипериодический статистически-равновесный режим. При этом средние по площади характеристики, а именно доступная потенциальная энергия  $DPE$ , кинетическая энергия в слоях  $KE_1, KE_2$ , работа сил тангенциального напряжения ветра  $W_\tau$ , придонного трения  $W_{RB}$ , горизонтальной вязкости  $W_{AB}$

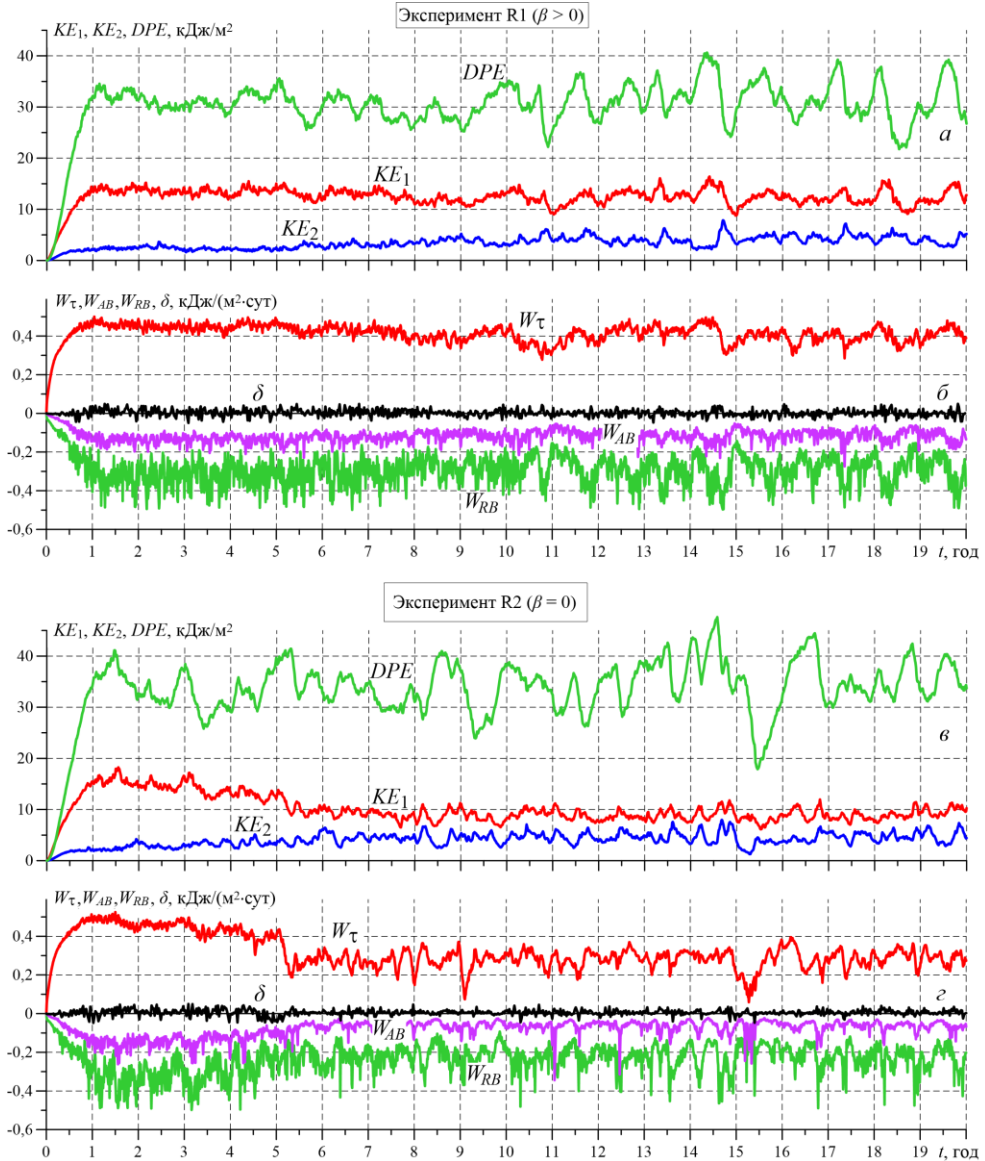
$$DPE = \left\langle \rho_1 g' h_1^2 / 2 \right\rangle - \left\langle \rho_1 g' h_0^2 / 2 \right\rangle, \quad KE_1 = \left\langle \rho_1 h_1 (u_1^2 + v_1^2) / 2 \right\rangle,$$

$$KE_2 = \left\langle \rho_2 h_2 (u_2^2 + v_2^2) / 2 \right\rangle, \quad W_\tau = \left\langle \rho_1 (u_1 \tau^x + v_1 \tau^y) \right\rangle,$$

$$W_{RB} = \sum_{k=1}^{k=2} \left\langle \rho_k (r_1 + r_2 \sqrt{u_k^2 + v_k^2}) (u_k^2 + v_k^2) \right\rangle,$$

$$W_{AB} = \sum_{k=1}^{k=2} \left\langle \rho_k A_{LB} \left( u_k \nabla^2 (h_k \nabla^2 u_k) + v_k \nabla^2 (h_k \nabla^2 v_k) \right) \right\rangle$$

изменялись лишь в ограниченных пределах относительно некоторых средних значений (рис. 1). Угловые скобки означают осреднение по площади.



**Рис. 1.** Графики  $DPE$ ,  $KE_1$ ,  $KE_2$  в экспериментах R1 (а) и R2 (б); графики  $W_\tau$ ,  $W_{AB}$ ,  $W_{RB}$ ,  $\delta$  в экспериментах R1 (б) и R2 (з)

Энергия и работа сил удовлетворяют уравнению энергетического баланса

$$\frac{\partial E}{\partial t} = W_\tau + W_{RB} + W_{AB} + \delta,$$

где  $E = DPE + KE_1 + KE_2$ ;  $\delta$  – невязка, обусловленная точностью вычисления составляющих баланса энергии. Как видно на рис. 1, б, з, в обоих экспериментах R1 и R2 в течение всего расчетного периода с хорошей точностью выполняется энергетический баланс –  $\delta$  практически равняется нулю.

**Эксперимент R1,  $\beta > 0$ .** В этом эксперименте в течение первого года  $DPE$  и  $KE_1$  достигают значений, в пределах которых в дальнейшем и происходят их колебания (рис. 1, а). Причем амплитуда этих колебаний увеличивается после 10-го года. Энергия  $KE_2$  постепенно растет в течение первых 10 лет, затем, после выхода решения на статистически-равновесный режим, также как  $DPE$  и  $KE_1$ , колеблется относительно некоторого среднего значения.

Работа  $W_t$  (рис. 1, б) изменяется подобно  $KE_1$  – растет в течение первого года, затем колеблется относительно среднего значения, характерного для статистически-равновесного режима. Характеристики  $W_{AB}$  и  $W_{RB}$  увеличиваются с ростом  $KE_2$  и уменьшаются при ее падении.

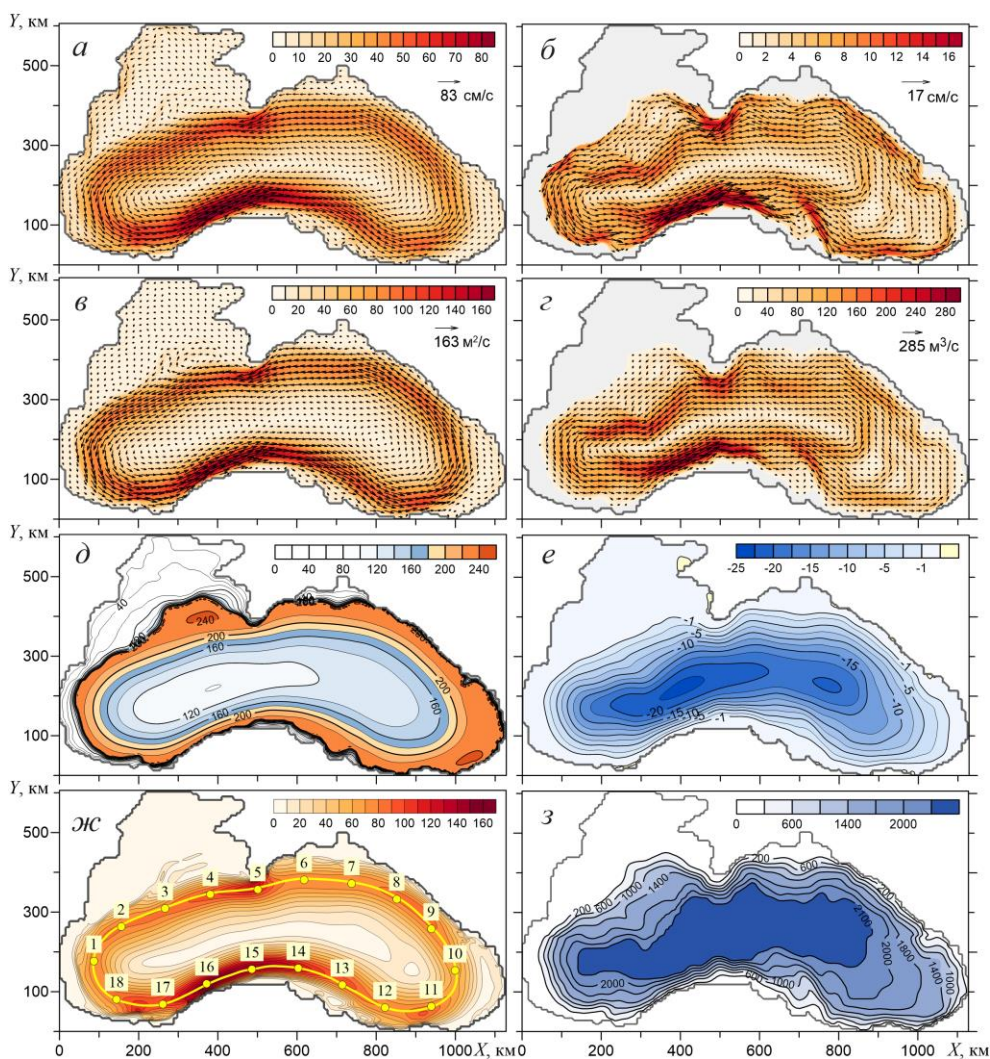
Обратим внимание на наличие на графиках рис. 1, а, б колебаний двух видов. Хорошо видны (особенно на графике  $W_t$ ) осцилляции с периодом  $\sim 50$  сут, которые связаны с процессами гидродинамической неустойчивости течений в верхнем слое. Эти более высокочастотные колебания накладываются на колебания с периодами от полугода до двух лет. Можно предположить, что такие долгопериодные колебания обусловлены изменчивостью интегральной циркуляции.

Далее перейдем к анализу пространственных полей, полученных в результате расчетов. Вначале рассмотрим осредненные за последние 15 лет поля  $\bar{h}_1$ ,  $\bar{u}_1$ ,  $\bar{u}_2$ ,  $\bar{U}_1$ ,  $\bar{U}_2$ ,  $\psi$  (рис. 2).

В средних полях  $\bar{u}_1$  и  $\bar{U}_1$  (рис. 2, а, в) наблюдается струйное циклоническое течение, расположенное над материковым склоном (аналог Основного Черноморского течения – ОЧТ [6]), скорости в котором достигают 80 см/с.

Поле  $\bar{h}_1$  имеет хорошее соответствие с полями течений  $\bar{u}_1$  и потоков  $\bar{U}_1$ . В стрейне струи градиенты  $\bar{h}_1$  максимальны, слева от стрейня к центру бассейна  $\bar{h}_1$  уменьшается, правее по направлению к берегу – увеличивается. Западнее Крыма и в юго-восточной части моря находятся локальные области с большими значениями  $\bar{h}_1$  – Севастопольский и Батумский антициклоны [7].

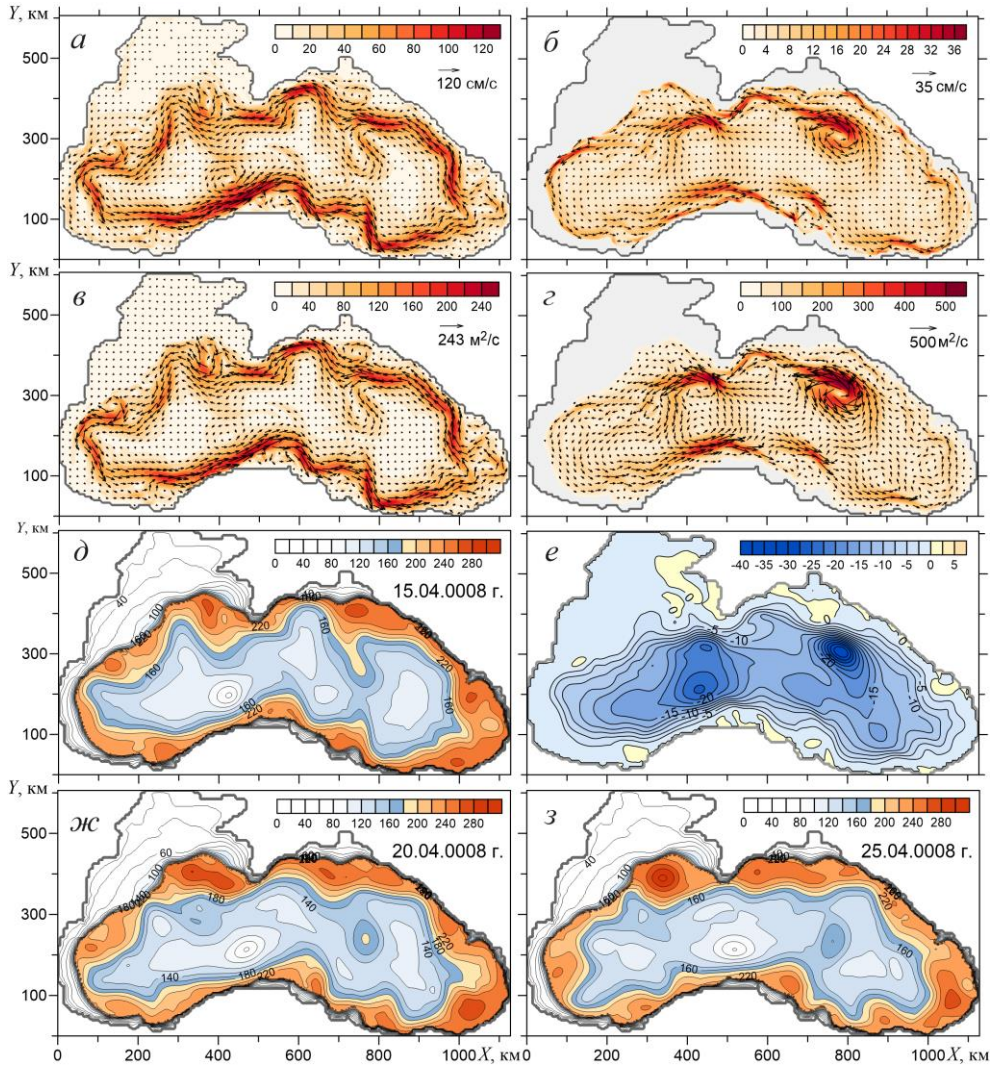
Средние течения в нижнем слое также имеют циклонический характер, но, в отличие от течений в верхнем слое, они привязаны к особенностям рельефа дна и направлены преимущественно вдоль изобат  $H$  (рис. 2, з). Наибольшие скорости течений (до 17 см/с) наблюдаются на материковом склоне в местах резкого свала глубин и вблизи мест пересечения поверхности раздела с дном, где толщина нижнего слоя мала. Несмотря на то что скорости течений в нижнем слое существенно меньше, чем в верхнем, потоки в нижнем слое, наоборот, превышают потоки в верхнем слое. Причиной этому является большая разница в толщинах слоев. Это приводит к тому, что интегральная функция тока  $\psi$  (рис. 2, е) в большей мере отражает потоки в нижнем слое, особенно в глубоководной части моря, где толщина нижнего слоя велика.



**Рис. 2.** Осредненные за 15 лет поля  $\bar{\mathbf{u}}_1$  (а),  $\bar{\mathbf{u}}_2$  (б),  $\bar{\mathbf{U}}_1$  (в),  $\bar{\mathbf{U}}_2$  (г),  $\bar{h}_1$  (д),  $\bar{\psi}$  (е) в эксперименте R1; модуль средних потоков в верхнем слое  $|\bar{\mathbf{U}}_1|$  и изолиния  $\bar{h}_1 = 200$  м с контрольными точками (ж); рельеф дна  $H(x, y)$  (з). На картах  $\bar{\mathbf{u}}_1$ ,  $\bar{\mathbf{u}}_2$ ,  $\bar{\mathbf{U}}_1$ ,  $\bar{\mathbf{U}}_2$  под стрелками указаны максимальные значения, цветовые шкалы соответствуют абсолютным значениям

Перейдем к рассмотрению мгновенных полей, полученных в эксперименте R1. На рис. 3, а – е поля  $h_1$ ,  $\mathbf{u}_1$ ,  $\mathbf{u}_2$ ,  $\mathbf{U}_1$ ,  $\mathbf{U}_2$ ,  $\psi$  приводятся для одного момента времени. Они являются достаточно типичными для статистически-равновесного режима. В верхнем слое в полях  $\mathbf{u}_1$ ,  $\mathbf{U}_1$  отчетливо проявляется струйное меандрирующее течение, расположенное над материковым склоном вдоль всего периметра бассейна. Из анализа результатов следует, что меандры распространяются в направлении струи в виде волн с фазовой скоростью, которая меньше скорости течения. Ширина струи составляет 30 – 50 км, ско-

рость в стрежне 80 – 120 см/с. Справа и слева от потока наблюдаются антициклонические и циклонические вихри соответственно. Их образование является следствием меандрирования основного течения, а также обтекания особенностей береговой линии. Кроме того, слева от струи периодически происходит формирование антициклонических рингов в результате отрыва крупных меандров. На рис. 3, а, в можно видеть образование такого ринга в северо-восточной части бассейна.



**Рис. 3.** Мгновенные поля  $u_1$  (а),  $u_2$  (б),  $U_1$  (в),  $U_2$  (з),  $h_1$  (д),  $\psi$  (е) в эксперименте R1 для момента времени 15.04.0008 г.; поле  $h_1$  для момента времени 20.04.0008 г. (жс); поле  $h_1$  для момента времени 25.04.0008 г. (з). На картах  $\bar{u}_1$ ,  $\bar{u}_2$ ,  $\bar{U}_1$ ,  $\bar{U}_2$  под стрелками указаны максимальные значения, цветовые шкалы соответствуют абсолютным значениям

Как уже отмечалось, с полем течений и потоков в верхнем слое тесно связано поле  $h_1$ . В антициклонах поверхность раздела слоев заглубляется (толщина верхнего слоя увеличивается), в циклонах поднимается ( $h_1$  уменьшается), градиенты  $h_1$  обостряются в области струйных течений. Благодаря этому все особенности циркуляции верхнего слоя (струйные течения, меандры, вихри) отчетливо видны в поле  $h_1$  (рис. 3, *д*). По последовательным распределениям  $h_1$  с интервалом 5 сут (рис. 3, *д, ж, з*) можно проследить динамику верхнего слоя, перемещение меандров вдоль основного потока и образование ринга.

В нижнем слое, при преимущественно циклонической направленности течений и потоков, картина циркуляции иная, чем в верхнем слое. В ней отсутствует круговое струйное течение. Наблюдаемые потоки имеют нерегулярный характер, представляют собой как бы отдельные струи, вытянутые вдоль изобат и к тому же перемещающиеся вдоль материкового склона. Это происходит в результате наложения интенсивных волн и/или вихрей на средний поток.

Скорости течений в нижнем слое в большей его части не превышают 5 см/с, в струях они составляют  $\sim 10 - 15$  см/с, а вблизи мест пересечения поверхности раздела с дном, где толщина нижнего слоя  $h_2$  мала, они могут достигать 35 см/с. Возникновение нереально больших скоростей в тонких слоях связано, по-видимому, с не совсем корректным учетом придонного трения. Таким течениям не стоит придавать большого значения, поскольку в потоках подобные особенности в тонких слоях не проявляются (рис. 3, *з*).

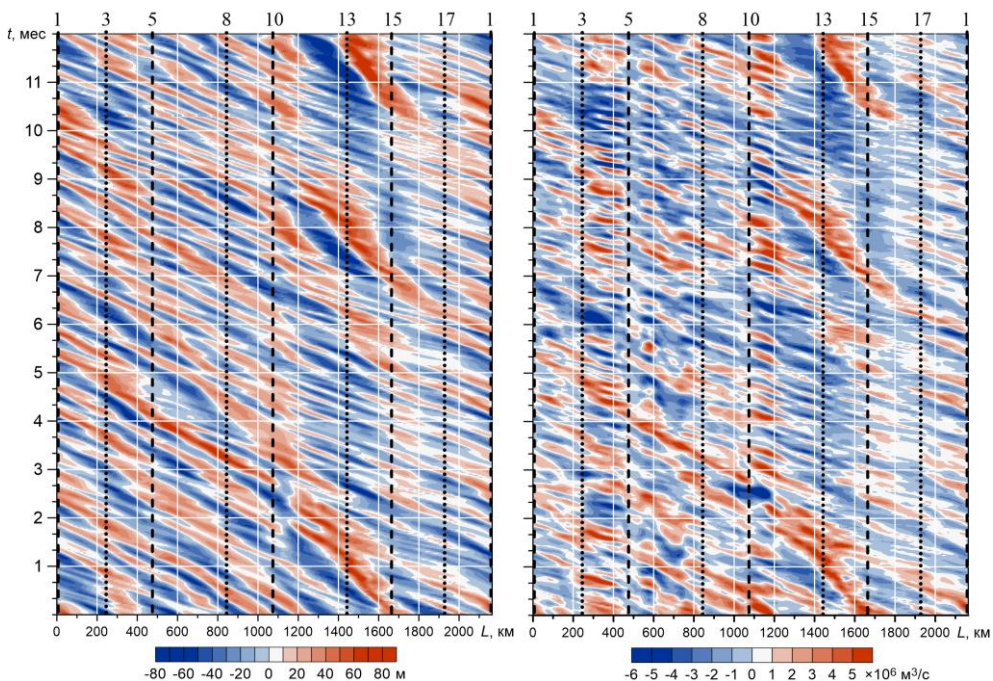
Вследствие большой разницы в толщинах слоев потоки в нижнем слое оказываются по величине больше, чем в верхнем (рис. 3, *в, з*). Это приводит к тому, что интегральная функция тока  $\psi$  (рис. 3, *е*) в большей степени отражает характер циркуляции нижнего слоя, особенно в глубоководной части моря.

Чтобы идентифицировать волновые процессы в области материкового склона, были построены временные диаграммы  $h_1'(t) = h_1(t) - \bar{h}_1$  и  $\psi'(t) = \psi(t) - \bar{\psi}$  вдоль изолинии  $\bar{h}_1 = 200$  м, практически совпадающей со стрежнем осредненного потока в верхнем слое (рис. 2, *ж*) и расположенной в области свала глубин примерно над изобатой 1600 м. На этой линии выбраны контрольные точки с интервалом 120 км. На временных диаграммах (рис. 4) им соответствуют вертикальные пунктирные линии, номера точек указаны на верхней границе. На обеих диаграммах хорошо видно, что вдоль материкового склона в направлении против часовой стрелки распространяются возмущения в виде волн. Скорости распространения этих волн отличаются для разных участков траектории. Так, вдоль южного побережья волны движутся быстрее, чем вдоль северного. Вероятнее всего, это связано с различной крутизной материкового склона. На участке 15 – 13 – 10 (рис. 4) кроме отмеченных волн наблюдаются более медленные возмущения, связанные с образованием в районе Анатолийского побережья антициклонических вихрей.

Существует большое внешнее сходство между двумя приведенными диаграммами, что указывает на тесную взаимосвязь волновых процессов в различных слоях. При этом диаграмма  $h_1'(t)$  отражает волновые процессы, происходящие в верхнем слое, а диаграмма  $\psi'(t)$  демонстрирует динамику интегральной циркуляции, большой вклад в которую вносит нижний слой. Отме-



тим, что на диаграмме  $\psi'(t)$  на фоне более длинных волн видны пульсации, связанные с топографическими эффектами.



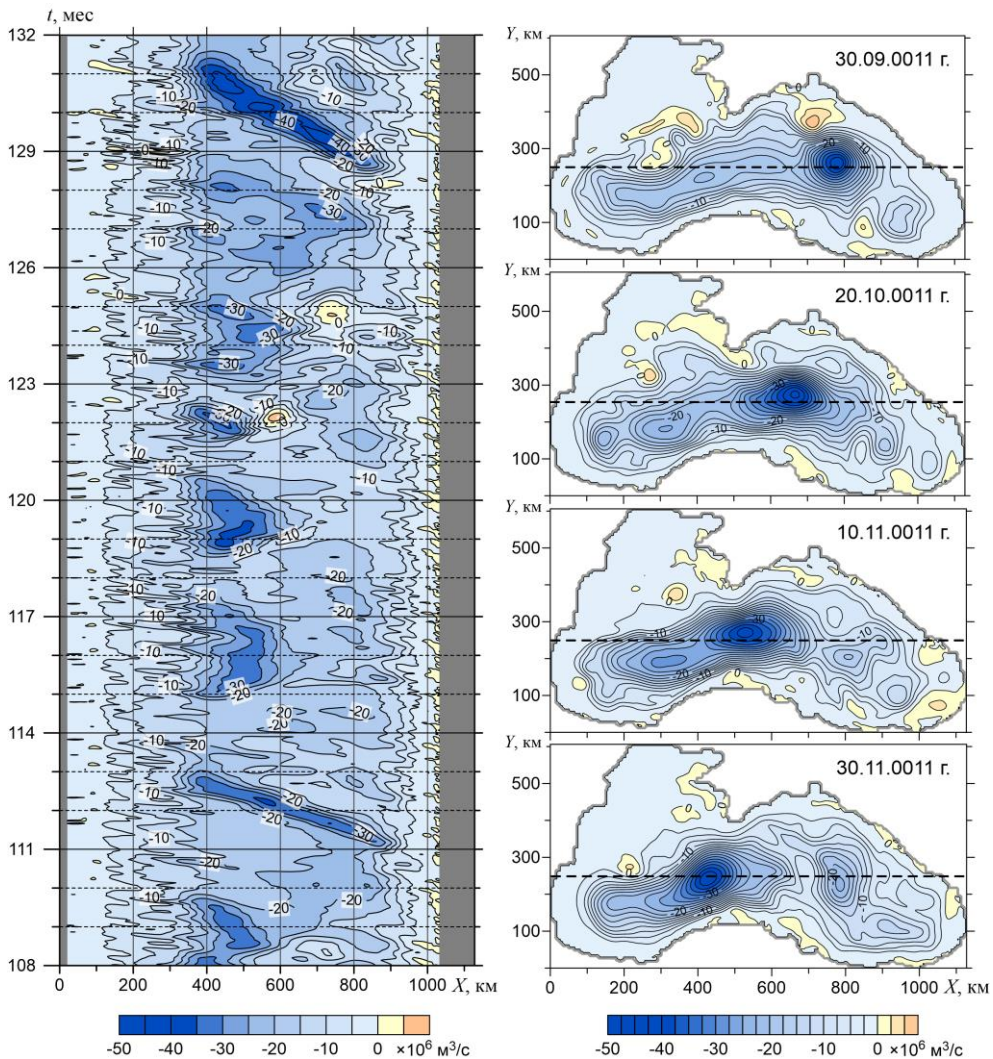
**Рис. 4.** Временные диаграммы  $h_1'(t)$ , м, (слева) и  $\psi'(t)$ ,  $\times 10^6$  м<sup>3</sup>/с, (справа) вдоль изолинии  $\bar{h}_1 = 200$  м в течение 10-го года

По наклону фазовых линий (рис. 4) можно рассчитать скорость распространения волн, которая составляет  $\sim 19$  см/с на участке 1 – 15 – 10 и  $\sim 16$  см/с на участке 10 – 5 – 1. Полученные величины фазовых скоростей сравнимы со средними значениями скорости течений в нижнем слое, но они гораздо меньше средних скоростей течений в верхнем слое в области ОЧТ.

Для определения частотных характеристик волн временные ряды  $h_1(t)$  и  $\psi(t)$  в контрольных точках были исследованы методом спектрального анализа [8]. На построенных графиках спектральной плотности  $S_h(\nu)$ ,  $S_\psi(\nu)$  для всех рассмотренных точек выделяются значимые пики на частотах  $\nu_1 \approx 0,021$  и  $\nu_2 \approx 0,036$  1/сут, что указывает на дискретный характер наблюдаемых волн. Эти частоты соответствуют периодам колебаний  $T_1 \approx 48$  и  $T_2 \approx 27$  сут. Полученные результаты согласуются с аналитическими оценками, приведенными в работах [9, 10].

Кроме волн, распространяющихся над материковым склоном, в центральной глубоководной части моря в поле  $\psi(t)$  были выделены волны Россби, перемещающиеся в западном направлении. На рис. 5 приведена временная диаграмма  $\psi(t)$ , построенная для разреза  $Y = 250$  км. Видно, что в течение двух лет (10 – 11-й годы) такая волна четко проявлялась два раза, в апреле –

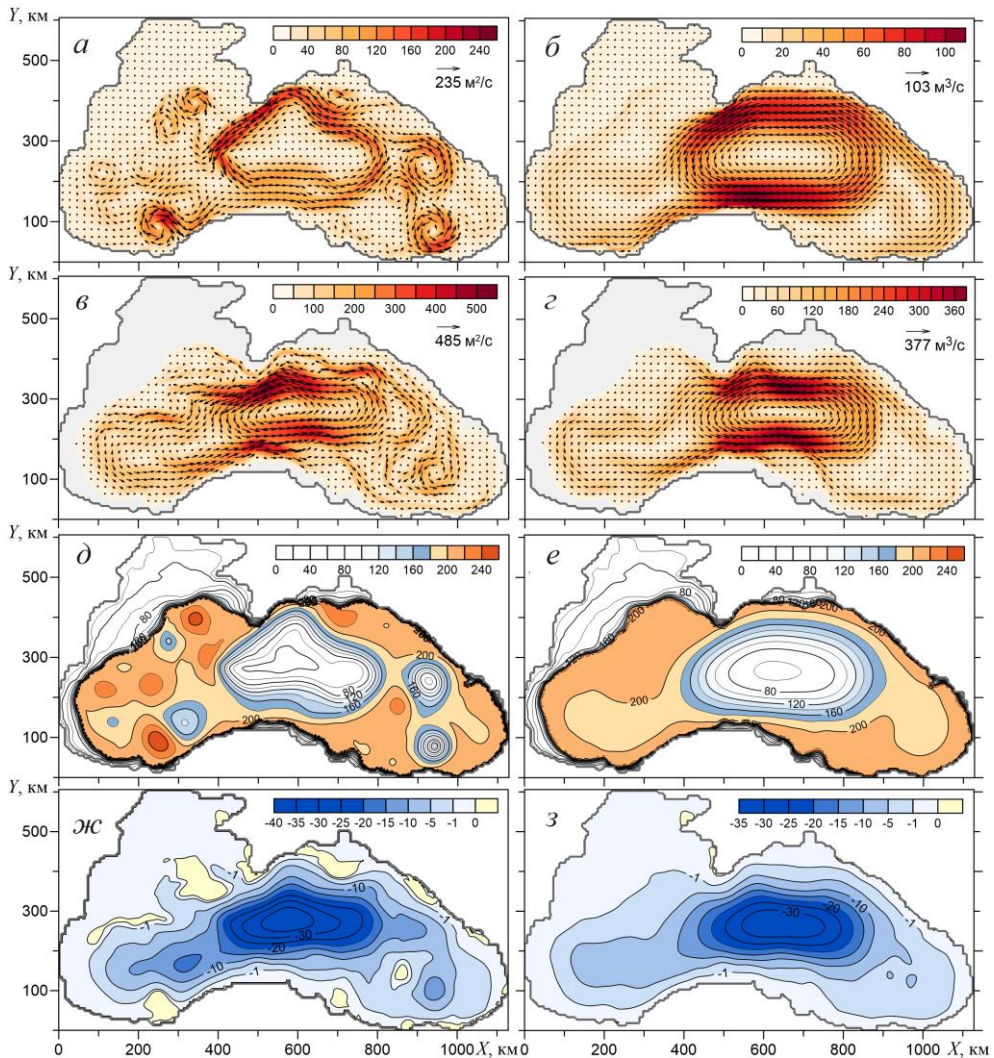
мае 10-го года и в октябре – ноябре 11-го года. Фазовая скорость волны, рассчитанная по наклону фазовых линий, составляет  $\sim 7,5$  см/с и соответствует фазовой скорости первой нормальной моды баротропной волны Россби для замкнутого бассейна с горизонтальным дном [11 – 13]. Распространение этой волны показано на последовательных (с интервалом 20 сут) распределениях интегральной функции тока 30 сентября – 30 ноября 11-го года.



**Рис. 5.** Временные диаграммы  $\psi(t)$ ,  $\times 10^6$  м<sup>3</sup>/с, для разреза  $Y = 250$  км с 10-го по 11-й год в эксперименте R1 (слева) и последовательные с интервалом 20 сут поля  $\psi$ ,  $\times 10^6$  м<sup>3</sup>/с, (справа). Разрез показан штриховой линией

**Эксперимент R2,  $\beta = 0$ .** При отсутствии  $\beta$ -эффекта процесс формирования циркуляции в течение первых 5 лет подобен процессу в эксперименте R1. В обоих слоях в области материкового склона образуются и развиваются течения, распространяющиеся по всему периметру Черного моря. На эти тече-

ния накладывались волновые возмущения, связанные с обтеканием рельефа дна (топографические волны Россби [9, 14, 15]). Графики доступной потенциальной энергии, кинетической энергии, работы сил тангенциального напряжения ветра, придонного трения и горизонтальной вязкости в эксперименте R2 (рис. 1, в, з) в первые 5 лет мало отличаются от аналогичных графиков в эксперименте R1 (рис. 1, а, б). Также в течение этого периода пространственные распределения течений, толщины верхнего слоя и интегральной функции тока качественно и даже количественно близки к распределениям, полученным с учетом  $\beta$ -эффекта.



**Рис. 6.** Мгновенные (на 30.12.0020 г.) и осредненные за 15 лет поля в эксперименте R2:  $U_1$  (а);  $\bar{U}_1$  (б);  $U_2$  (в);  $\bar{U}_2$  (з);  $h_1$  (д);  $\bar{h}_1$  (е);  $\psi$  (жс);  $\bar{\psi}$  (з). На картах  $U_1$ ,  $\bar{U}_1$ ,  $U_2$ ,  $\bar{U}_2$  под стрелками указаны максимальные значения, цветовые шкалы соответствуют абсолютным значениям

Начиная с 6-го года картина циркуляции в эксперименте R2 меняется и принимает вид, показанный на рис. 6. В отличие от эксперимента R1 основной циклонический круговорот не распространяется на весь бассейн, а сжимается к его центральной части. Это видно как по мгновенным (рис. 6, а, в, д, ж), так и по осредненным (рис. 6, б, г, е, з) полям.

**Заключение.** Сравнивая результаты экспериментов R1 и R2, можно сделать следующие выводы.

Длительное воздействие циклонического ветра при учете реального рельефа дна и  $\beta$ -эффекта приводит к формированию в бассейне меандрирующего струйного циклонического течения (аналог ОЧТ) со стрежнем, расположенным в области материкового склона. На это течение накладываются длинноволновые колебания (топографические волны Россби), причем как в верхнем, так и в нижнем слое. По своим параметрам и характеру проявления эти колебания соответствуют волнам, захваченным материковым склоном и распространяющимся в циклоническом направлении.

Изменение параметра Кориолиса с широтой ( $\beta$ -эффект) в Черном море, кроме влияния на топографические волны Россби, проявляется также в образовании в центральной глубоководной части моря баротропных волн Россби для замкнутого бассейна, распространяющихся с востока на запад. Отсутствие этих волн приводит к тому, что круговое течение не распространяется на все море, а локализуется в его центральной части.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме № 0827-2014-0011 «Исследования закономерностей изменений состояния морской среды на основе оперативных наблюдений и данных системы диагноза, прогноза и реанализа состояния морских акваторий» (шифр «Оперативная океанография»).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Павлушин А.А., Шапиро Н.Б., Михайлова Э.Н., Кортаев Г.К. Двухслойная вихререшающая модель ветровых течений в Черном море // Морской гидрофизический журнал. – 2015. – № 5. – С. 3 – 22. – doi:10.22449/0233-7584-2015-5-3-22
2. Павлушин А.А., Шапиро Н.Б., Михайлова Э.Н. Проявление  $\beta$ -эффекта в двухслойной модели Черного моря // Морской гидрофизический журнал. – 2016. – № 5. – С. 3 – 24. – doi:10.22449/0233-7584-2016-5-3-24
3. Holland W.R., Lin L.B. On the Generation of Mesoscale Eddies and their Contribution to the Oceanic General Circulation. I. A Preliminary Numerical Experiment // J. Phys. Oceanogr. – 1975. – 5, Iss. 4. – P. 642 – 657. – doi:10.1175/1520-0485(1975)005<0642:OTGOME>2.0.CO;2
4. Мезингер Ф., Аракава А. Численные методы, используемые в атмосферных моделях. – Л.: Гидрометеиздат, 1979. – 136 с.
5. Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С. Синоптические вихри в океане. – Л.: Гидрометеиздат, 1987. – 512 с.
6. Блатов А.С., Булгаков Н.П., Иванов В.А. и др. Изменчивость гидрофизических полей Черного моря. – Л.: Гидрометеиздат, 1984. – 239 с.
7. Иванов В.А., Белокопытов В.Н. Океанография Черного моря. – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2011. – 212 с.

8. *Нуссбаумер Г.* Быстрое преобразование Фурье и алгоритмы вычисления сверток. – М.: Радио и связь, 1985. – 248 с.
9. *Ефимов В.В., Куликов Е.А., Рабинович А.Б. и др.* Волны в пограничных областях океана. – Л.: Гидрометеониздат, 1985. – 280 с. – URL: [http://elibr.rshu.ru/files\\_books/pdf/img-503182759.pdf](http://elibr.rshu.ru/files_books/pdf/img-503182759.pdf) (дата обращения 17.05.2017).
10. *Иванов В.А., Янковский А.Е.* Длинноволновые движения в Черном море. – Киев: Наукова думка, 1992. – 110 с.
11. *Rachev N.H., Stanev E.V.* Eddy Processes in Semienclosed Seas: A Case Study for the Black Sea // *J. Phys. Oceanogr.* – 1997. – 27. – P. 1581 – 1601. – doi:10.1175/1520-0485(1997)027<1581:EPISSA>2.0.CO;2
12. *Stanev E.V., Rachev N.H.* Numerical study on the planetary Rossby modes in the Black Sea // *J. Mar. Sys.* – 1999. – 21, Iss. 1 – 4. – P. 283 – 306.
13. *Longuet-Higgins M.S.* Planetary Waves on a Rotating Sphere // *Proc. Roy. Soc. London. Ser. A.* – 1964. – 279, No. 1379. – P. 446 – 473. – URL: [http://www.jstor.org/stable/2414690?origin=JSTOR-pdf&seq=1#page\\_scan\\_tab\\_contents](http://www.jstor.org/stable/2414690?origin=JSTOR-pdf&seq=1#page_scan_tab_contents) (дата обращения 26.05.2017).
14. *Физика океана. Т. 2. Гидродинамика океана / Отв. ред. В.М. Каменкович, А.С. Монин.* – М.: Наука, 1978. – 456 с.
15. *Монин А.С., Жихарев Г.М.* Океанские вихри // *Успехи физических наук.* – 1990. – 160, вып. 5. – P. 1 – 46.

## **The role of the bottom relief and the $\beta$ -effect in the Black Sea dynamics**

**A. A. Pavlushin\*, N. B. Shapiro, E. N. Mikhailova**

*Marine Hydrophysical Institute, Russian Academy of Sciences, Sevastopol, Russia*

*\*e-mail: pavlushin@mhi-ras.ru*

The results of the numerical experiments carried out within the two-layer eddy-resolving Black Sea model are discussed. Bottom relief,  $\beta$ -effect, bottom friction and horizontal turbulent viscosity parameterized by the bi-harmonic operator are taken into account in the model. The calculations cover a long period up to the moment when the solution achieves the statistically equilibrium mode which is characterized by presence of intense currents, waves and vortices. It is shown that under the statistically equilibrium mode, a cyclonic circulation is formed in the sea: in the upper layer – a meandering flow (the Rim Current analog); in the lower layer – rather intensive waves which are imposed on the flow propagating along the isobaths. These waves can be characterized as the topographic Rossby waves trapped by the continental slope. The technique for analyzing such waves is proposed. It is shown that the currents' wave disturbances in the lower layer significantly influence the flows in the upper layer contributing to their instability and meandering.

**Keywords:** Black Sea, eddy resolving model, numerical experiment,  $\beta$ -effect, topographic Rossby waves, bottom relief, trapped waves.