

Эволюция субмезомасштабных циклонов на периферии Батумского антициклона по данным численного моделирования

А. А. Богданов, А. И. Мизюк, А. А. Кубряков ✉

Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия

✉ arskubr@mhi-ras.ru

Поступила в редакцию 03.03.2022; одобрена после рецензирования 01.06.2022;
принята к публикации 09.09.2022.

Аннотация

Цель. Цель работы – исследовать характеристики и эволюцию субмезомасштабных циклонических вихрей, присоединенных к Батумскому антициклону.

Методы и результаты. На основе результатов численного моделирования по данным модели NEMO за 2008–2009 гг. с использованием алгоритма автоматической идентификации вихрей получены данные об эволюции динамической и термохалинной структуры таких вихрей, причинах их образования и диссипации. В период нахождения Батумского антициклона в 2008 г. на его периферии зафиксировано семь выраженных устойчивых субмезомасштабных циклонических вихрей округлой формы. Время жизни некоторых вихрей достигает 20 дней, аномалии завихренности в них могут достигать глубин 200 м, а вертикальные скорости составлять более чем 10 м/сут.

Выводы. Субмезомасштабные циклонические вихри образуются при интенсификации Батумского антициклона и смещении его на запад к мысу Фефер. В результате увеличения сдвига скорости при взаимодействии Батумского антициклона с мысом формируется область положительной завихренности, которая в ряде случаев трансформируется в субмезомасштабный циклонический вихрь. Далее такие вихри отрываются от берега и двигаются вдоль периферии Батумского антициклона в антициклоническом направлении. Наибольшая энергия субмезомасштабных циклонических вихрей наблюдается в момент образования, после чего происходит их медленная диссипация, связанная с процессом их вытягивания из-за сдвига скорости на периферии Батумского антициклона. Этот процесс постепенно усиливается при ослаблении циклонического вихря и приводит к трансформации вихря в вихревую нить.

Ключевые слова: Черное море, численное моделирование, NEMO, Батумский антициклон, субмезомасштабные циклонические вихри, вихрь, антициклон

Благодарности: исследование процессов эволюции и диссипации субмезомасштабных циклонов выполнено при поддержке гранта РФ 21-77-10052. Идентификация вихрей выполнена при поддержке государственного задания ФГБУН ФИЦ МГИ FNNN-2021-0003. Обработка данных выполнена при поддержке государственного задания ФГБУН ФИЦ МГИ FNNN-2021-0007.

Для цитирования: Богданов А. А., Мизюк А. И., Кубряков А. А. Эволюция субмезомасштабных циклонов на периферии Батумского антициклона по данным численного моделирования // Морской гидрофизический журнал. 2022. Т. 38, № 6. С. 567–584. EDN DJQFZZ. doi:10.22449/0233-7584-2022-6-567-584

Evolution of Submesoscale Cyclones on the Batumi Anticyclone Periphery Based on the Numerical Simulation Data

A. A. Bogdanov ✉, A. I. Mizyuk, A. A. Kubryakov

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

✉ artem96.96@bk.ru

Abstract

Purpose. The paper is purposed at studying the characteristics and evolution of submesoscale cyclonic eddies attached to the Batumi anticyclone.

Methods and Results. The results of numerical simulation based on the *NEMO* model data for 2008–2009 and on the algorithm for automatic eddy identification, permitted to obtain the data on evolution of the dynamic and thermohaline structure of such eddies, and the reasons for their formation and dissipation. When in 2008 the Batumi anticyclone was passing, seven pronounced stable submesoscale rounded cyclonic eddies were detected on its periphery. The lifetime of some eddies achieves 20 days, vorticity anomalies in them can reach the 200 m depth, and vertical velocities can exceed 10 m/day.

Conclusions. The submesoscale cyclonic eddies are formed at intensification of the Batumi anticyclone and at its displacement to the west towards the Cape Fener. Increase of velocity shear arising during interaction of the Batumi anticyclone with the cape, results in formation of the cyclonic vorticity area which in some cases transforms into a submesoscale cyclonic eddy. Further, such eddies separate from the coast and move along the Batumi anticyclone periphery in the anticyclonic direction. The highest energy of submesoscale cyclonic eddies is observed at the moment of their formation, and then follows their slow dissipation, that is related to the process of their elongation due to the velocity shear at the Batumi anticyclone periphery. This process gradually intensifies with weakening of a cyclonic vortex and result in its transformation into a vortex filament.

Keywords: Black Sea, numerical modeling, *NEMO*, Batumi anticyclone, submesoscale cyclonic eddies, eddy, anticyclone

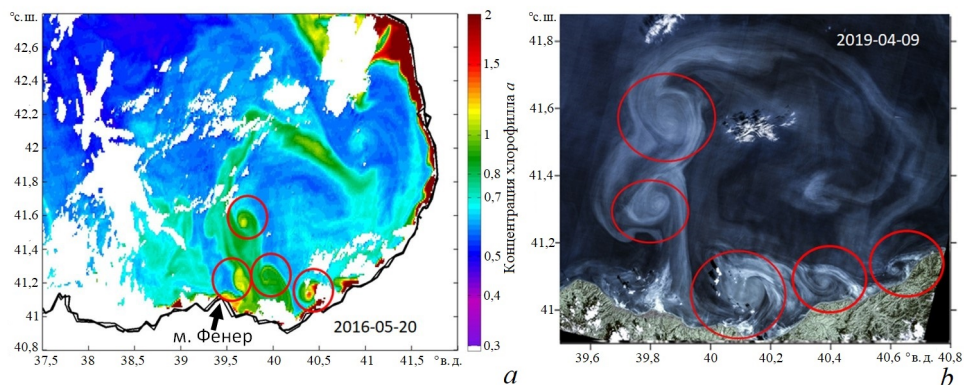
Acknowledgments: the evolution and dissipation processes of submesoscale cyclones were studied with the support by the Russian Science Foundation grant 21-77-10052. The eddies were identified at the support of the state assignment of MHI RAS on theme FNNN-2021-0003. Data processing was supported by state assignment of MHI RAS on theme FNNN-2021-0007.

For citation: Bogdanov, A.A., Mizyuk, A.I. and Kubryakov, A.A., 2022. Evolution of Submesoscale Cyclones on the Batumi Anticyclone Periphery Based on the Numerical Simulation Data. *Physical Oceanography*, 29(6), pp. 550-566. doi:10.22449/1573-160X-2022-6-550-566

1. Введение

Субмезомасштабные вихри оказывают существенное локальное влияние на горизонтальный и вертикальный обмен, перемешивание и стратификацию вод [1–3], перенос примеси в береговой зоне [4–6], потоки биогенных элементов и протекание биологических процессов в морской среде [6–8]. Субмезомасштабные процессы в Черном море характеризуются выраженной сезонной и пространственной изменчивостью [4, 6, 9]. Одним из районов генерации субмезомасштабных циклонических вихрей (СЦВ) в Черном море является периферия синоптических антициклонов [6, 10, 11]. Резкие сдвиги скорости и градиенты завихренности на границе этих вихрей, особенно в прибрежной зоне при наличии мысов [6], вызывают возникновение локальных зон подъема и дивергенции вод [10, 12, 13]. Такие процессы, в частности, были отмечены в юго-восточной части моря [11], где находится Батумский антициклон (БА) – одно из наиболее интенсивных вихревых образований в Черном море [13]. БА

является наиболее стационарным вихревым образованием [14, 15], он длительное время находится во взаимодействии с береговой линией, что способствует образованию СЦВ. Примеры на рис. 1 демонстрируют образование нескольких таких вихрей на границе квазистационарного БА. При этом СЦВ значительно влияют на распространение прибрежных мутных вод и часто характеризуются максимумом яркости в их ядре, что говорит об их способности переносить взвешенное вещество (см. подробнее в работе [4]).



Р и с. 1. Субмезомасштабные циклоны (красные овалы) на периферии БА по измерениям *MODIS* за 20 мая 2016 г. (а); по данным *Sentinel-2* за 9 апреля 2019 г. (б)

Fig. 1. Submesoscale cyclones (red ovals) at the BA periphery based on the *MODIS* measurements for May 20, 2016 (a); and based on the *Sentinel-2* data for April 9, 2019 (b)

Несмотря на то что процесс образования СЦВ на периферии антициклонов детально изучался в идеалистичных моделях в ряде недавних статей [13, 16], исследования эволюции присоединенных СЦВ на основе реалистичного численного моделирования ранее почти не проводились.

Развитие численных моделей с высоким разрешением, а также появление методов автоматической идентификации вихрей позволяют получить подробную информацию об эволюции динамических и термохалинных характеристик субмезомасштабных вихрей. Цель настоящей работы – на основе результатов реалистичного численного моделирования с высоким пространственным разрешением с использованием алгоритмов автоматической идентификации вихрей исследовать особенности генерации, развития и диссипации СЦВ на периферии БА.

2. Данные и методы

2.1. Численное моделирование

Для исследования эволюции вихревых структур в настоящей работе используются результаты расчетов на основе комплекса численного моделирования циркуляции *NEMO* за 2008–2009 гг. [17]. Гидродинамический блок основан на системе примитивных уравнений гидродинамики. Для нелинейных слагаемых в уравнениях переноса – диффузии тепла и соли используется схема *TVD*. Дискретизация по времени осуществляется посредством модифицированной схемы «чехарда». По вертикали используется *z*-координата с дробным

шагом. В качестве уравнения состояния используется формула ЮНЕСКО. Параметризация вертикального турбулентного перемешивания выполнена посредством модели $k - \varepsilon$. Для описания бокового обмена используется стандартный бигармонический оператор с отрицательными коэффициентами вязкости и диффузии, по модулю равными $4 \cdot 10^7 \text{ м}^4/\text{с}$ и $8 \cdot 10^6 \text{ м}^4/\text{с}$ соответственно.

Расчетный домен охватывает Черное, Азовское и Мраморное моря и представлен в виде квазирегулярной сетки с пространственным разрешением $1/96^\circ$ по широте и $1/69^\circ$ по долготе. Это соответствует шагу $\sim 1,157 \text{ км}$ вдоль меридиана, зональный шаг меняется равномерно от 1100 м на севере до 1230 м на юге. В качестве начальных условий для Черного моря использовались поля температуры и солёности, взятые из базы продуктов Центра морских прогнозов Черного моря¹. Топография дна была построена на основе данных проекта *EMODnet* с разрешением $7,5'' \times 7,5''$, что в меридиональном направлении составляет около 200 м .

Для инициализации модели на основе результатов модельных расчетов системы Центра морских прогнозов ФГБУН ФИЦ МГИ подготовлены поля температуры и солёности на 15 августа 2007 г.

Для граничных условий на поверхности используются потоки нисходящих длинноволнового и коротковолнового излучений, осадки в жидкой и твердой фазах, горизонтальная компонента скорости ветра на высоте 10 м , поля температуры и влажности воздуха на высоте 2 м , полученные из глобального атмосферного реанализа Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (*ECMWF*) последнего поколения *ERA5*. Пространственное разрешение полей продукта составляет $0,25^\circ$, а дискретизация по времени – 1 ч . Отмеченные метеопараметры с исходной дискретностью по времени использовались для расчета суммарных потоков тепла, массы и напряжения трения ветра посредством балк-формулы протокола *CORE* (*Coordinated Ocean-ice Reference Experiments*).

Более подробно параметры модели и особенности конфигурации представлены в работах [18, 19]. Для анализа использовались модельные поля с временным разрешением 1 сут . Для исследования была выбрана юго-восточная часть Черного моря с координатами $38^\circ\text{--}42^\circ \text{ в. д.}$ и $41^\circ\text{--}43^\circ \text{ с. ш.}$

2.2. Автоматическая идентификация вихрей

Автоматическая идентификация вихрей в данной работе основана на определении параметра Окубо – Вейсса (ОВ) [20, 21]. Использовался следующий алгоритм:

Шаг 1. По данным о скорости течений на горизонте 20 м вычисляется значение вертикальной компоненты относительной завихренности течения (далее – завихренность):

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y},$$

где v – скорость по оси y ; u – скорость по оси x .

Шаг 2. Для каждой ячейки вычисляется параметр ОВ [20] по формуле

$$W = S_n^2 + S_s^2 - \zeta^2,$$

¹ URL: <http://bsmfc.net/> (дата обращения: 25.11.2022).

где $S_n^2 = \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}$ – нормальная компонента напряжения; $S_s^2 = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$ – сдвиговая компонента напряжения.

Шаг 3. Отрицательное значение параметра ОВ показывает, что в жидкости доминирует относительное вращение частиц, и наоборот, когда он положительный, доминирует сдвиговое и нормальное напряжение. При этом параметр ОВ отрицательный как для циклонов, так и для антициклонов [21]. Поэтому для идентификации вихрей выделяются области со значением параметра ОВ, меньшим некоего предела. В данной работе эмпирически этот предел был взят равным $W_{kr} = -2 \cdot 10^{-10} \text{ 1/с}^2$. Набор узлов сетки с общими границами, удовлетворяющий данному условию, является ядром вихря. В расчете идентифицировались только вихри, содержащие более шести ячеек, т. е. вихри с радиусом ядра более 2 км.

Шаг 4. Для трекинга вихрей на двух картах параметров ОВ (на данном временном шаге и предыдущем) идентифицируются все вихри: отмечаются их центры и количество ячеек, из которых они состоят. Далее с каждым вихрем из набора предыдущего временного шага циклично осуществляются следующие процедуры:

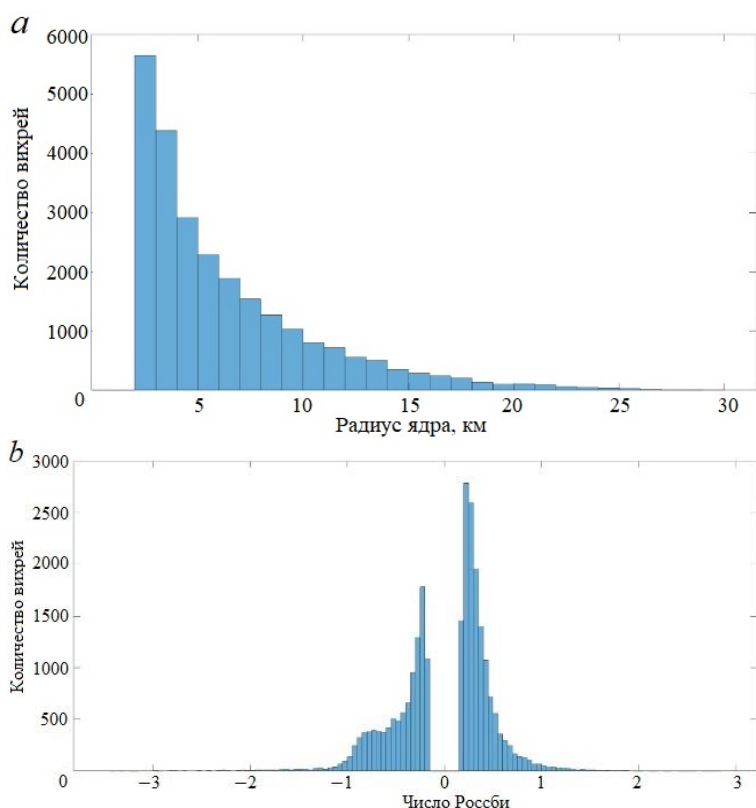
- для выбранного вихря (В1) на первой карте определяются координаты его центра. В зависимости от максимально возможной скорости вихря в данном регионе и шага по времени выбирается максимальный радиус области поиска между проявлениями одного и того же вихря на двух последовательных картах. В данной работе в качестве максимальной скорости перемещения было выбрано значение 0,3 м/с с шагом по времени, равным 24 ч, что соответствует радиусу поиска 29 км;
- далее из вихрей в выбранной области поиска выбирается ближайший к В1 вихрь В2 с тем же знаком завихренности;
- В1 исключается из набора вихрей предыдущего временного шага, а В2 – из следующей по времени карты. Если на каком-либо из шагов последующего вихря, удовлетворяющего условиям, не оказывается, то считается, что В1 является последним отображением траектории вихря – вихрь диссипировал.

3. Результаты

3.1. Статистика идентифицированных вихрей

На основе вышеописанного алгоритма в исследуемом районе (38° – 42° в. д. и 41° – 43° с. ш.) за 2008–2009 гг. было идентифицировано всего 1975 циклонов со средним временем жизни 7 дней и максимальным 73 дня и 1454 антициклона со средним временем жизни 7 дней и максимальным 229 дней.

На рис. 2, а показано статистическое распределение радиусов всех вихревых структур, идентифицированных в 2008–2009 гг. В согласии с предыдущими работами [16] наблюдается гораздо больше вихрей малого размера (с радиусом менее 5 км), чем крупных. Отметим, что используемый в настоящей работе метод Окубо – Вейсса позволяет идентифицировать только ядро вихрей. Реальный размер области, которая находится под влиянием вихря, может быть в 1,5–2 раза больше.



Р и с. 2. Гистограммы распределения радиуса ядра (а) и числа Россби ($Ro = \zeta_{\max}/f$) (b) идентифицированных вихрей в юго-восточной части Черного моря

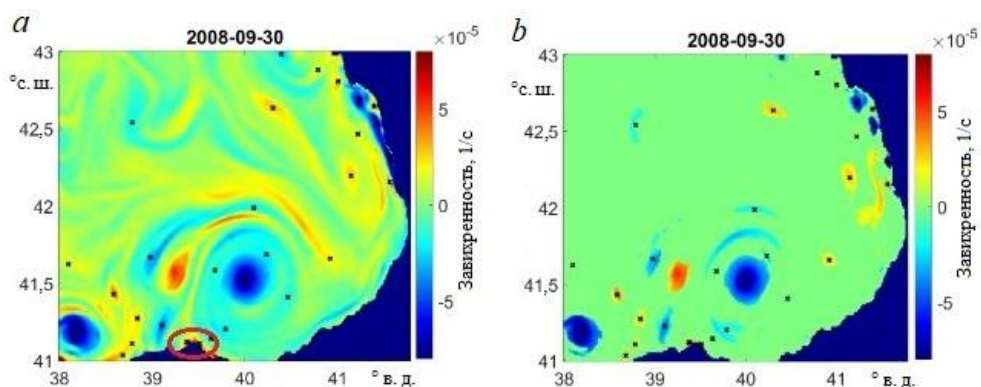
F i g. 2. Histograms of distribution of the core radius (a) and the Rossby number ($Ro = \zeta_{\max}/f$) (b) of the identified eddies in the southeastern part of the Black Sea

С динамической точки зрения могут считаться синоптическими вихри, которые находятся в квазигеострофическом балансе ($Ro \ll 1$, где Ro – число Россби, равное ζ/f ; ζ – относительная завихренность, а f – планетарная). В субмезомасштабной динамике число Россби составляет порядка единицы и вклад нелинейных членов в уравнении движения, которые соответствуют центробежному ускорению (V^2/R), сопоставим с вкладом силы Кориолиса ($V^2/R > fV$).

В настоящей работе к субмезомасштабным вихрям будем относить образования с $Ro > 0,5$. Анализ показал, что антициклонические вихри (АВ) в среднем характеризовались более высокими значениями завихренности и Ro в их ядрах (рис. 2, b). За исследуемый период около 37 % идентифицированных АВ и 17 % циклонических вихрей (ЦВ) имели значения $Ro > 0,5$, т. е. относились к субмезомасштабным. При этом около 5 % АВ и 2 % ЦВ имели $Ro > 1$. Некоторые вихри (~ 0,4 % АВ и 0,01 % ЦВ) достигали высоких значений Ro (больше 2,5).

Стоит отметить, что большинство СЦВ расположено вблизи больших антициклонов и вдоль береговой зоны. На рис. 3 показано распределение поля завихренности на 30 сентября 2008 г. На этом примере заметно скопление вихрей на внешней и внутренней периферии БА, а также меньшего Анатолийского

антициклона, находящегося западнее БА. Большое количество вихрей наблюдается также у восточного побережья исследуемого района, в прибрежной зоне высоких градиентов завихренности.



Р и с. 3. Распределение поля завихренности (*a*) и выбранных областей в поле завихренности (*b*) на основе критических значений параметра ОБ ($W > W_{kr}$) за 30.09.2008. Крестиками отмечены центры вихрей с радиусом менее 10 км; красным овалом – мыс Фенер

Fig. 3. Distribution of the vorticity field (*a*) and the selected areas in the vorticity field (*b*) based on the critical values of the OB parameter ($W > W_{kr}$) for 30.09.2008. Crosses mark the centers of the eddies whose radius is less than 10 km; red oval is the Cape Fener

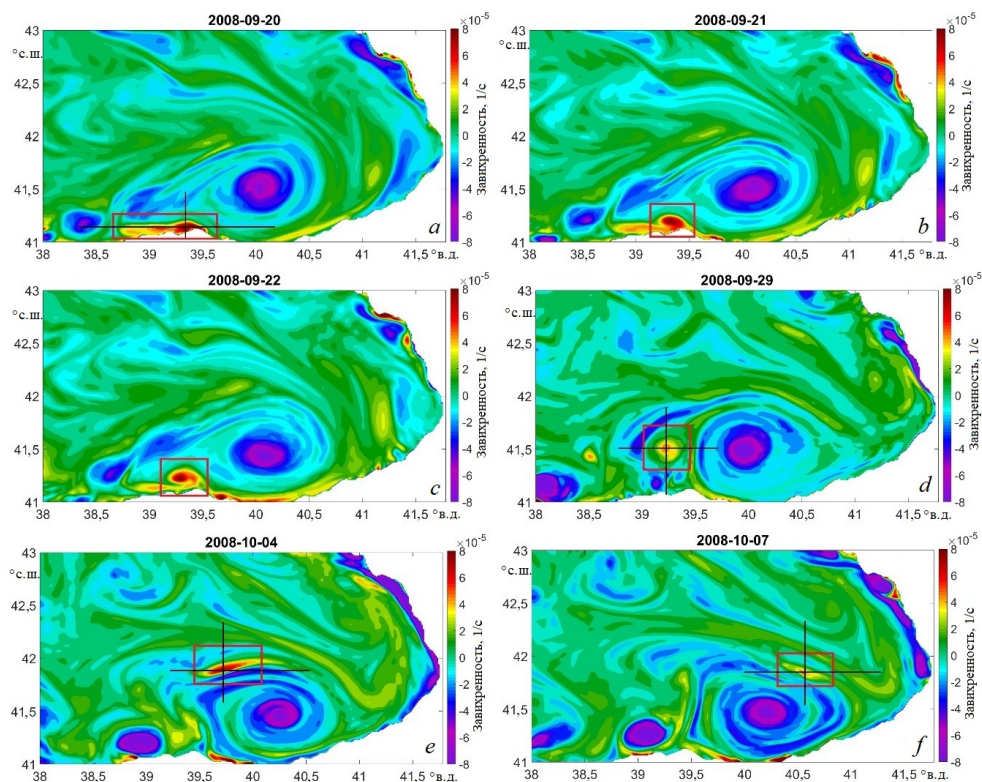
3.2. Образование циклонических вихрей на периферии Батумского антициклона

За исследуемый период наиболее долгоживущий БА в прибрежной зоне исследуемого района наблюдался с конца марта 2008 г. по середину марта 2009 г. (с 29.03.2008 по 16.03.2009). БА образовался из меньшего Анатолийского антициклона, который в начале апреля 2008 г. вошел в исследуемую зону с западного направления. К концу апреля его положение стабилизировалось в прибрежной зоне около 40° в. д. восточнее турецкого мыса Фенер, отмеченного на рис. 3, *a* красным овалом. В последующий период до конца декабря 2008 г. БА располагался восточнее данного мыса, а после этого времени начал перемещаться вдоль берега по направлению Основного Черноморского течения.

За период нахождения БА в прибрежной юго-восточной части Черного моря на его периферии зафиксировано семь выраженных устойчивых СЦВ округлой формы, которые формировались с периодичностью от одной недели до двух месяцев: 04.08.2008, 19.09.2008, 16.11.2008, 26.11.2008, 02.12.2008, 11.12.2008, 10.02.2009. При этом, помимо устойчивых СЦВ, около БА намного чаще наблюдалось образование короткоживущих областей большой циклонической завихренности, имеющих вытянутую форму в виде полос.

Анализ показал, что большая часть СЦВ образуется в районе взаимодействия вод БА с мысом Фенер, находящимся в его юго-западной части (квадрат на рис. 4, *a*). Детальный процесс генерации одного из таких СЦВ представлен на рис. 4 (отмечен красными прямоугольниками). Хорошо видно, что при обтекании мыса западными течениями на периферии БА за мысом Фенер образуется полоса высоких значений циклонической завихренности

(рис. 4, *a*). Через определенное время из этой области формируется выраженный циклонический вихрь радиусом около 7 км (рис. 4, *b – c*).



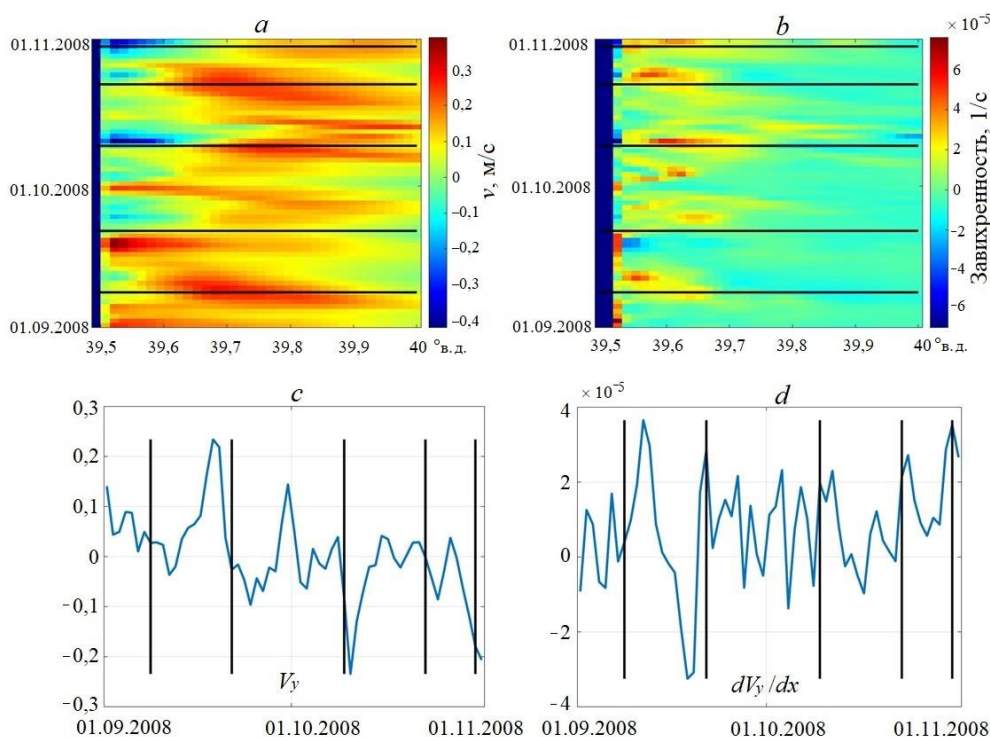
Р и с. 4. Распределения завихренности скорости течений за 20 сентября (*a*); 21 сентября (*b*); 22 сентября (*c*); 29 сентября (*d*); 4 октября (*e*); 7 октября (*f*) 2008 г. Вихрь выделен красным прямоугольником; крест обозначает место разреза

F i g. 4. Distributions of the current velocity vorticity on September, 20 (*a*); September, 21 (*b*); September, 22 (*c*); September, 29 (*d*); October, 4 (*e*) and October, 7 (*f*), 2008. The eddy is denoted by a red rectangle, the section location – by a cross

Таким образом, важной причиной генерации СЦВ выступало взаимодействие вод БА, имеющих высокие орбитальные скорости, с топографическим препятствием – мысом. За этим мысом формировались СЦВ, затем отрывались от берега, вовлекались в орбитальное движение БА и двигались вдоль его периферии на север. Аналогичные процессы образования СЦВ за мысами на периферии антициклонов у берегов Крыма по спутниковым данным и измерениям беспилотных летательных аппаратов наблюдались в работах [4, 6].

Образование подобных СЦВ происходило с некоторой периодичностью. Для исследования причин генерации СЦВ были проанализированы изменчивости меридиональной скорости v и ее сдвига $\frac{\partial v}{\partial x}$ на зональном разрезе, проходящем от мыса Фенер на восток. Пространственно-временная диаграмма этой изменчивости изображена на рис. 5, *a, b*, а черными линиями на рис. 5 изображены моменты образования СЦВ у мыса. Генерация СЦВ происходила после

периода увеличения орбитальной скорости v БА и его приближения непосредственно к мысу (рис. 5, *с*). Рост скорости в прибрежной части вызывает увеличение сдвига непосредственно у берега в прибрежных ячейках модели (рис. 5, *д*).



Р и с. 5. Пространственно-временная диаграмма меридиональной скорости v (*a*) и градиента $\frac{\partial v}{\partial x}$ (*b*) на зональном разрезе поперек мыса Фенер на глубине 20 м за 01.09.2008–01.11.2008; изменчивость средних значений v (*c*) и $\frac{\partial v}{\partial x}$ (*d*) в трех ближайших к мысу точках разреза (на расстоянии 1–3 км). Черные линии отмечают моменты образования субмезомасштабных вихрей, выделенные на основе визуального анализа

F i g. 5. Spatial-temporal diagram of meridional velocity v (*a*) and gradient $\frac{\partial v}{\partial x}$ (*b*) at the zonal section across the Cape Fener at the 20 m depth for 01.09.2008–01.11.2008; variability of mean values v (*c*) and $\frac{\partial v}{\partial x}$ (*d*) at three points of the section which are the closest to the cape (at a distance 1–3 km). Black lines show the moments of forming the submesoscale eddies identified by visual analysis

Вслед за прижатием струи к берегу на диаграмме (рис. 5) появляется область отрицательных скоростей v , т. е. противотечения, направленного на юг. Рис. 5, *b* демонстрирует, что в этот момент вблизи мыса происходит образование зоны циклонической завихренности $\frac{\partial v}{\partial x} < 0$. При этом значение циклонического сдвига достигает $(5\text{--}10) \cdot 10^{-5} \text{ 1/с}$, т. е. $0,5\text{--}1 f$. Такой сдвиг приводит к резкому поднятию изопикнических поверхностей и росту доступной потенциальной энергии вод. Генерация присоединенных циклонов наблюдалась в начальный момент увеличения сдвига скорости. Исключением из этой закономерности является пик 1 октября 2008 г., когда образование вихря не наблюдалось.

Одной из причин увеличения/уменьшения скорости течений возле мыса является перемещение БА. В процессе своей эволюции БА двигался по циклонической траектории, периодически прижимаясь к берегу или смещаясь от него (рис. 6). Так, 08.07.2008 (рис. 6, *a*), центр БА находится западнее 40° в. д., а самые большие скорости БА отмечаются на расстоянии менее 10 км от мыса. При этом (рис. 6, *c*) наблюдается полоса циклонической завихренности к юго-западу от БА, которая впоследствии может трансформироваться в СЦВ (см. рис. 4). Через несколько дней, 17.07.2008, (рис. 6, *b*) БА смещается на восток, его центр находится западнее 40° с. ш., а расстояние от мыса до максимума орбитальной скорости составляет 20–30 км. При этом области циклонической завихренности (рис. 6, *d*) расположены относительно равномерно вокруг БА, их значения намного ниже, и образования присоединенных СЦВ не происходит.

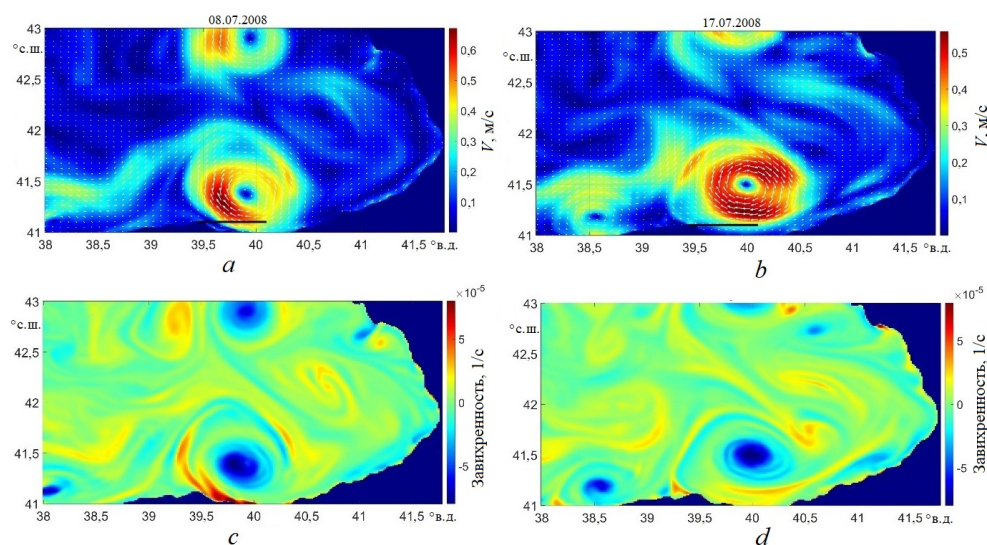


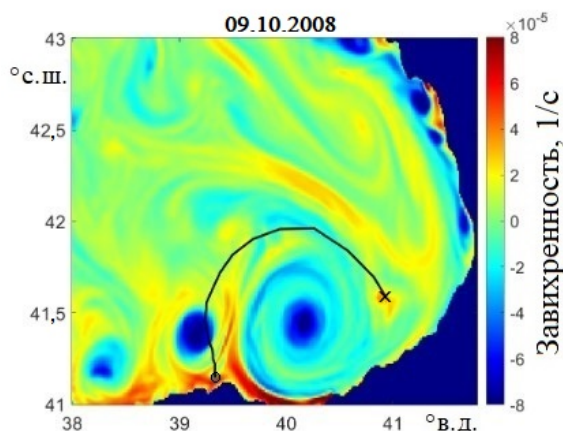
Рис. 6. Карты скорости (*a*, *b*) и завихренности (*c*, *d*) течений на горизонте 10 м за 8 июля 2008 г. (*a*, *c*) и 17 июля 2008 г. (*b*, *d*), демонстрирующие увеличение циклонической завихренности на западной периферии БА при его прижатии к берегу (*a*, *c*) и ее уменьшение при удалении БА от берега. (*c*, *d*). Черной линией обозначено положение разреза (см. рис. 5)

Fig. 6. Maps of the currents' velocity (*a*, *b*) and vorticity (*c*, *d*) at the 10 m horizon for July 8, 2008 (*a*, *c*) and July 17, 2008 (*b*, *d*) demonstrating an increase in cyclonic vorticity at the BA western periphery when it is pressed to the coast (*a*, *c*) and its decrease when the BA moves off the coast (*c*, *d*). Black line indicates the section position (see Fig. 5)

Отметим, что причиной пульсации скорости у берега может также выступать неоднородность орбитальной скорости БА. На рис. 6, *a* заметно, что орбитальная скорость БА в его западной части была намного выше, чем в восточной.

3.3. Развитие присоединенных субмезомасштабных вихрей на примере вихря в сентябре – октябре 2008 г.

Рассмотрим эволюцию СЦВ на примере вихря, образовавшегося в сентябре 2008 г. (далее – Ц1). Трекинг вихря здесь осуществлялся с помощью разработанного алгоритма. Траектория исследуемого вихря нанесена на поле завихренности течений на момент последней фиксации вихря Ц1 (рис. 7). Как видно, вихрь Ц1 двигался вдоль периферии вихря по антициклонической траектории. Вихрь существовал 20 дней и за это время прошел расстояние около 220 км.

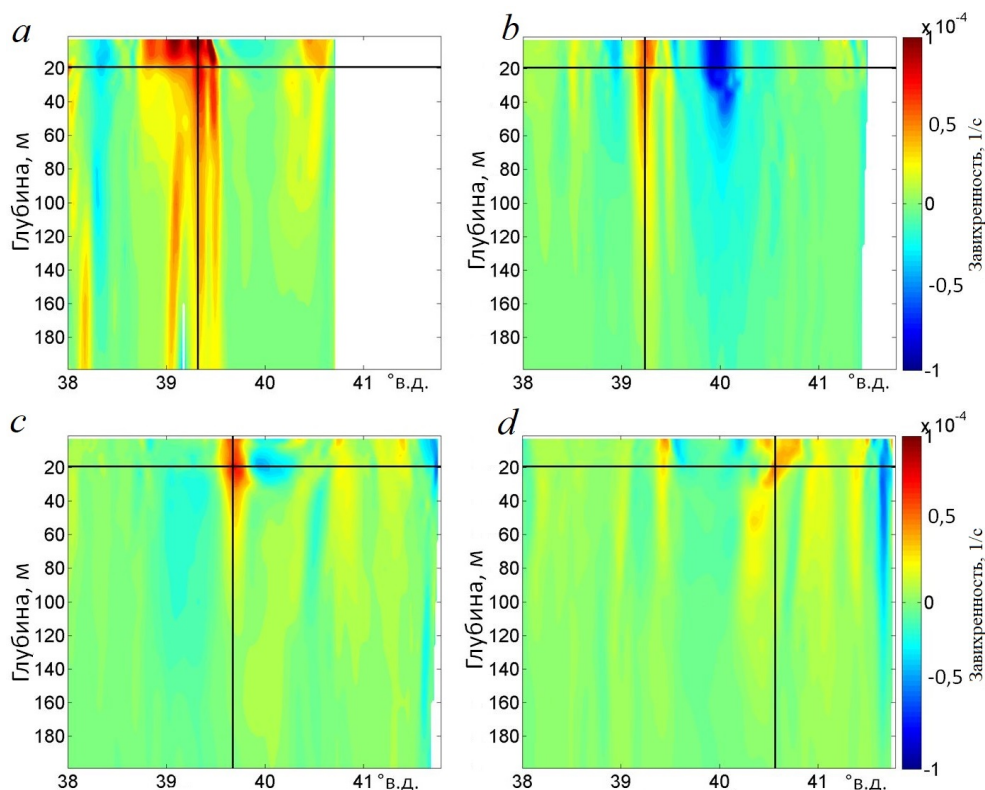


Р и с. 7. Траектория одного из присоединенных СЦВ. Кружком обозначено место его первой идентификации (19.09.2008), а крестиком – положение в последний момент его идентификации (09.10.2008). Цветовая шкала – распределение завихренности поля скоростей течений на глубине 20 м 09.10.2008

F i g. 7. Trajectory of one of the attached SCEs. Circle indicates the place of its first identification (19.09. 2008), and cross – position at the last moment of its identification (9.10. 2008). Color scale shows distribution of the current velocity field vorticity at the 20 m depth on 09.10.2008

Детальная эволюция этого вихря в поле завихренности изображена на рис. 4. Вихрь Ц1 образовался 19 сентября после прохождения части БА с максимальной орбитальной скоростью в прибрежной зоне мыса Фенер. На момент, представленный на рис. 7, вихрь не имеет четкой локальной структуры. Он находится в узкой (шириной около 10 км), вытянутой вдоль берега на расстояние приблизительно 90–100 км полосе высоких значений завихренности (см. рис. 4, а).

Образовавшись за мысом, вихрь начинает двигаться на север. Затем 23 сентября полоса с высокими значениями завихренности оторвалась от берега и из нее сформировался круглый циклон радиусом 15 км (см. рис. 4, b, c). Далее с 23 по 30 сентября вихрь Ц1, увлекаемый в движение водами БА с орбитальной скоростью $\sim 0,5$ м/с, перемещается антициклонически в северную часть БА со средней скоростью 0,05 м/с. На 10-й день своего существования (29.09.2008) вихрь Ц1 хорошо выражен и выглядит как круглое пятно повышенной завихренности диаметром около 20 км (см. рис. 4, d). Орбитальная скорость Ц1 составляет 0,2 м/с.



Р и с. 8. Меридиональные разрезы завихренности через центр вихря за 20 сентября (а), 29 сентября (b), 4 октября (c), 7 октября (d) 2008 г. (см. рис. 4)
F i g. 8. Vorticity meridional sections through the eddy center for September, 20 (a), September, 29 (b), October, 4 (c) and October, 7 (d), 2008 (see Fig. 4)

Представленный на рис. 8, а вертикальный разрез через центр вихря Ц1 в момент его образования (20.09.2008) показывает, что образовавшийся вихрь занимает большую толщу вод и вызывает значительное увеличение завихренности в слое 0–200 м. В верхнем 0–20-метровом слое его диаметр составляет около 25 км, ниже горизонта 20 м – ~ 10–15 км. Завихренность в присоединенном СЦВ достигает больших значений (до $1,2 \cdot 10^{-4}$ 1/с), которые сопоставимы со значениями завихренности в центре БА в слое 0–50 м (рис. 8, b). На больших глубинах завихренность вихря Ц1 превосходит завихренность БА в несколько раз. В этом же слое 0–200 м наблюдается резкий рост значения вертикальной скорости (рис. 9, c, d). Таким образом, присоединенные СЦВ (рис. 8) вызывают значительные изменения динамической структуры вод в глубинных слоях. Эти изменения намного более значительны, чем в родительском БА. Значения вертикальных скоростей (рис. 9, c) превышают 10^{-4} м/с, т. е. составляют более чем 10 м/сут, что на порядок больше, чем в БА.

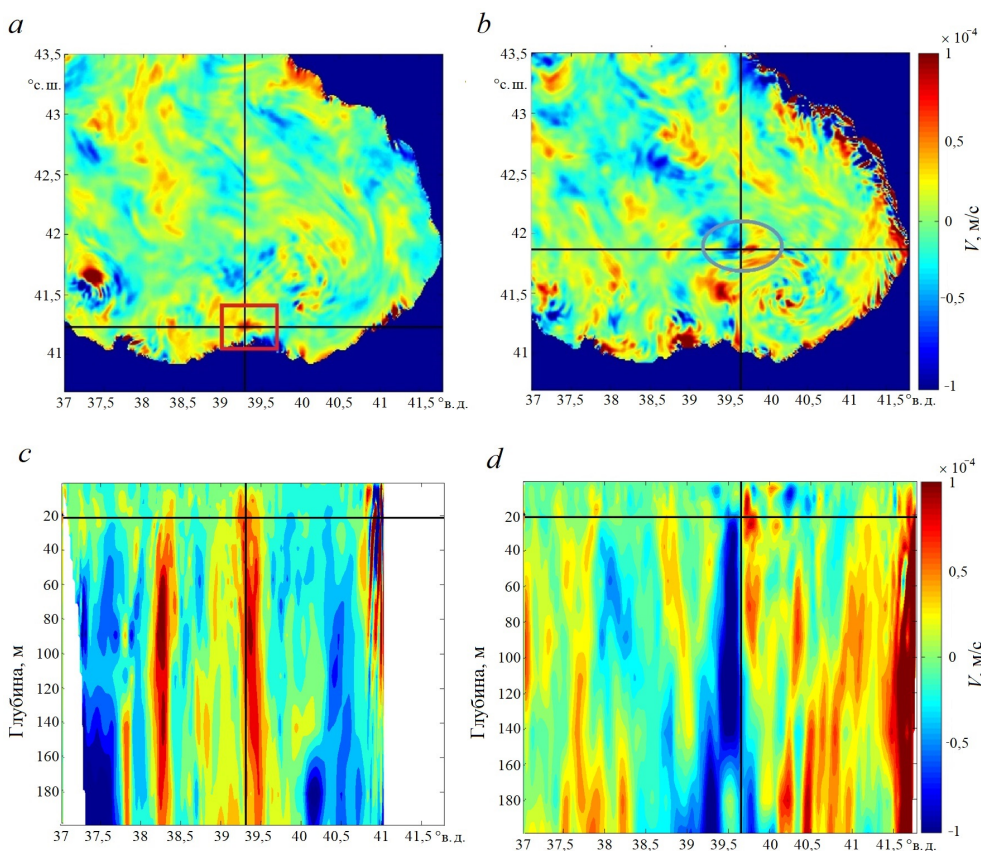


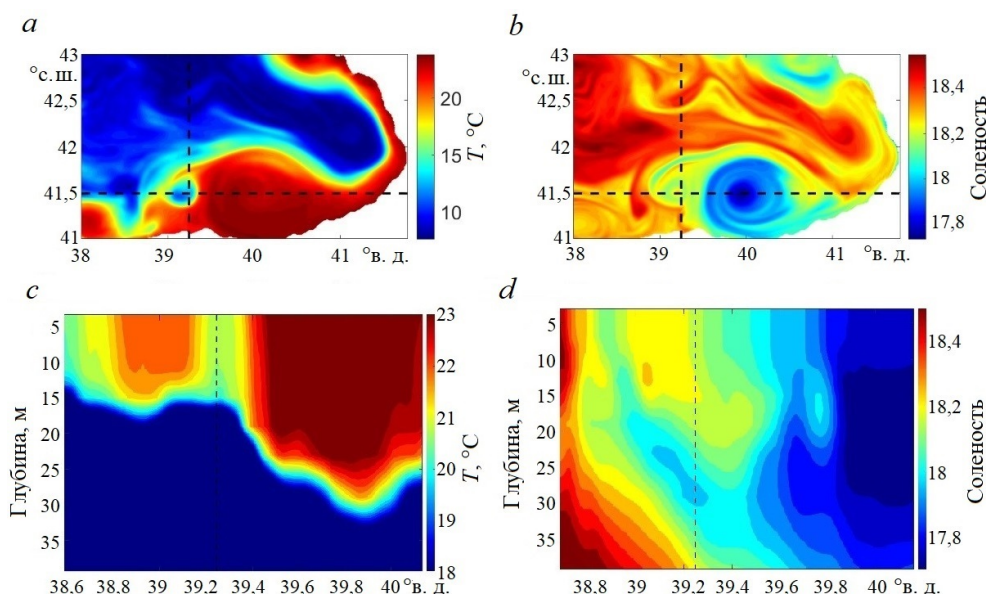
Рис. 9. Распределение вертикальных скоростей на глубине 20 м (*a, b*) и их разрезы через центр вихря Ц1 (*c, d*) в период его интенсификации (21 сентября 2008 г.) (*a, c*) и в фазе ослабления (04 октября 2008) (*b, d*)

Fig. 9. Distribution of vertical velocities at the 20 m depth (*a, b*) and their sections through the eddy center C1 (*c, d*) during its intensification (September 21, 2008) (*a, c*) and weakening (October 04, 2008) (*b, d*)

Такие большие вертикальные скорости существенно влияют на термохалинную структуру вод. На рис. 10 представлены карты температуры и солёности на глубине 20 м за 29 сентября. Вихрь Ц1 четко выделяется как круглое холодное пятно (рис. 10, *a*) на периферии теплого БА. Температура на глубине 20 м составляет около 12 °С, что на ~ 10 °С ниже, чем в БА (24 °С). Вертикальный разрез температуры показывает, что в области СЦВ сезонный термоклин приподнят (рис. 10, *c*). В результате интенсивного перемешивания в верхнем слое 0–20 м температура в вихре Ц1 на 4 °С ниже, чем в окружающих водах.

На карте солёности хорошо видна резкая положительная аномалия в ядре ЦВ, окруженная более пресными водами, оторвавшимися от БА (рис. 10, *b*). Солёность в центре ЦВ составляет 18,2, что на 0,2 выше, чем в окружающих водах, и на 0,4, чем в области даунвеллинга в БА. Положительная аномалия солёности на рис. 10, *d* заметна в верхнем 25-метровом слое. При этом область повышенной солёности шире, чем область пониженной температуры, что, вероятно, связано с более консервативным характером изменений солёности.

Анализ показывает, что холодная и соленая аномалии сформировались в начальный период генерации вихря, после чего происходит их постепенное ослабление.



Р и с. 10. Распределение температуры (а) и солёности (b) за 29 сентября 2008 г. на глубине 20 м; разрезы температуры (с) и солёности (d) через центр вихря Ц1 в поле солёности за 29.09.2008 и 7.10.2008

Fig. 10. Distribution of temperature (a) and salinity (b) at the 20 m depth for September 29, 2008; the temperature (c) and salinity (d) sections through the eddy center C1 in the salinity field for 29.09 and 7.10., 2008

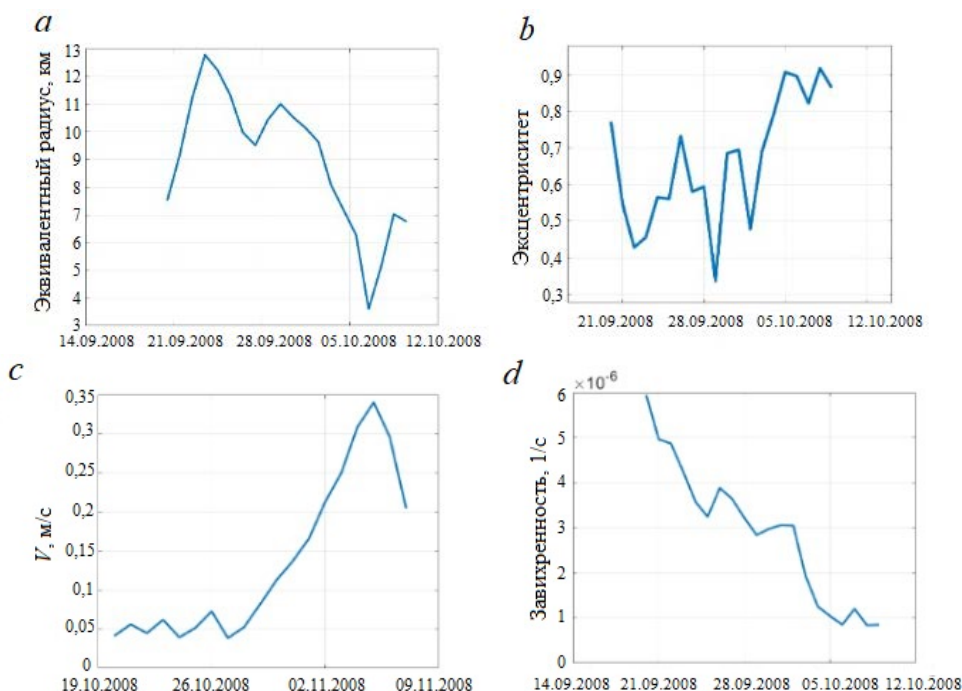
3.4. Диссипация присоединенных субмезомасштабных вихрей на примере вихря Ц1 в сентябре – октябре 2008 г.

30 сентября (см. рис. 4, e) вихрь Ц1 начинает вытягиваться вдоль периметра БА. Вытягивание подразумевает собой стремительное увеличение области положительной завихренности вдоль периметра БА. На карте за 4 октября 2008 г. хорошо видно, что размер этой области вдоль периферии БА вырастает до ~ 120 км, а поперечные размеры сокращаются до 10 км.

В процессе эволюции вихря радиус его ядра (радиус области высоких значений параметра ОВ) снижается от максимальных значений 12 км в период его развития до 3–7 км в конце существования (рис. 11, a). При этом его эксцентриситет растет от 0,4 до 0,9, т. е. отношение большой и малой полуоси изменяется от 0,7 до 0,3 (рис. 11, b). Таким образом, первоначально округлый и достаточно крупный вихрь вытягивается, его ядро уменьшается в размере и приобретает сильно эллиптическую форму.

В этот момент также значительно – в шесть раз (от 0,05 до 0,3 м/с) – увеличивается скорость перемещения вихря Ц1 вдоль БА (рис. 11, c). При этом передний фронт зоны высоких значений завихренности в результате растягивания движется со скоростью 0,7 м/с, а задний – со скоростью 0,3 м/с, что соответствует скорости фоновых течений на периферии БА, которые составляют

от 0,3 до 0,7 м/с (см. рис. 6, *a*, *b*). С началом процесса вытягивания вихря, 30 сентября, структура вертикальной скорости (см. рис. 9, *c*, *d*) приобретает дипольный вид: на переднем фронте циклона доминируют положительные вертикальные скорости, а на заднем – отрицательные.



Р и с. 11. Характеристики циклона Ц1 в процессе эволюции 19 сентября – 9 октября 2008 г.: *a* – эквивалентный радиус вихря; *b* – эксцентриситет вихря; *c* – скорость перемещения; *d* – средняя завихренность вихря в слое 0–100 м

F i g. 11. Characteristics of the cyclone C1 in the process of its evolution in September 19 – October 9, 2008: *a* – the eddy equivalent radius; *b* – the eddy eccentricity; *c* – the movement velocity; *d* – the eddy average vorticity in the 0–100 m layer

Причиной растягивания вихря, вероятно, является резкий горизонтальный сдвиг скорости между периферией БА и окружающими водами. Анализ поля скорости показывает, что начало этого процесса наблюдается в зоне интенсификации скоростей БА. Сдвиг скорости фоновых течений приводит к тому, что аномалии плотности на его южной периферии двигаются с большей скоростью на восток, а на северной – на юг.

Детально процесс уменьшения энергии вихря при его вытягивании рассмотрен в [22]. Из закона сохранения завихренности следует, что объем вихря и произведение его полюсей должны сохраняться постоянными. Такой процесс приводит к вытягиванию вихря – последовательному увеличению площади зоны аномалии плотности и уменьшению толщины вихря. Это вызывает уменьшение скорости и энергии вихря, которая пропорциональна интегралу от аномалии плотности вихря по вертикали. В результате, в отличие от 29 сен-

тября, на 16-й день жизни (04.10.2008) область высоких значений завихренности ($\zeta > 5 \cdot 10^{-5}$) занимает не 200 м, а лишь верхние 40 м (см. рис. 8, *с*). На 19-й день существования Ц1 достигает северо-восточной периферии БА. Он еще более вытягивается вдоль периферии БА (см. рис. 4, *г*), превращаясь в вихревую нить [22]. Рис. 8, *д* показывает, что Ц1 теряет свою стройную структуру, его ось наклоняется по направлению движения, завихренность значительно уменьшается и наблюдается только в верхнем 20-метровом слое. Эта структура сохраняется до полной диссипации вихря, которая происходит 10 октября 2008 г.

Автором [22] показано, что вытягивание усиливается при ослаблении вихря относительно скорости фоновое течения. График средней в слое 0–100 м завихренности (рис. 11, *д*) Ц1 показывает, что вихрь обладает наибольшей завихренностью ($\sim 6 \cdot 10^{-6}$ 1/с) в момент его генерации. В процессе эволюции его завихренность постоянно падает, уменьшаясь в два раза через 10 дней после образования вихря. Таким образом, в начале своего образования вихрь обладает наибольшей нелинейностью, которая убывает по мере его движения. Это свидетельствует о том, что потенциальная энергия вихря в первую очередь связана с вынуждающей силой, действующей в момент его образования, при возникновении резкой области поднятия вод за мысом. После образования вихря энергия начинает медленно диссипировать, вихрь ослабевает, в результате чего его устойчивость к растяжению уменьшается [22]. Скорость растяжения вытянутого вихря увеличивается, что приводит к его полной диссипации и трансформации в вихревую нить.

Выводы

В настоящей работе на основе расчетов численной модели с высоким разрешением проведено детальное исследование развития, эволюции и диссипации субмезомасштабных циклонов на периферии БА. Результаты показывают следующее:

1. СЦВ образуются при интенсификации Батумского антициклона и смещении его на запад к мысу Фенер. В результате увеличения сдвига скорости при взаимодействии вод Батумского антициклона с мысом формируется область положительной завихренности, в ряде случаев трансформирующаяся в СЦВ, который отрывается от берега и движется вдоль периферии БА в антициклоническом направлении. В момент образования вихрь характеризуется наибольшей завихренностью, энергией и аномалиями солёности и температуры. Некоторые СЦВ способны существовать более 20 дней и перемещаться на расстояние более 100 км, достигая северо-восточной периферии БА, что подтверждается и данными спутниковых измерений.

2. Анализ вертикальной структуры СЦВ показывает, что они занимают большую толщу вод, достигая глубины 200 м. При этом значения завихренности в них могут составлять до 1 *f*, а вертикальной скорости во всем слое 0–200 м – более чем 10 м/сут. Таким образом, СЦВ оказывают существенное локальное влияние на вертикальную структуру и динамические характеристики вод всего верхнего 200-метрового слоя. Их влияние хорошо проявляется в полях температуры и солёности, так как эти вихри вызывают подъем холодных солёных вод.

3. Диссипация СЦВ связана с их растяжением вдоль направления движения. Растяжение инициируется значительным сдвигом скорости на периферии родительского антициклона. При этом процесс вытягивания начинается в середине времени жизни вихря после его ослабления. Сдвиг приводит к расширению слоя повышенной аномалии плотности и уменьшению его толщины, что вызывает дальнейшее ослабление СЦВ. Последующее растяжение вихря приводит к его полной диссипации и трансформации в вытянутую зону положительной завихренности – вихревую линию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *McWilliams J. C.* Submesoscale currents in the ocean // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2016. Vol. 472, iss. 2189. 20160117. doi:10.1098/rspa.2016.0117
2. *Коротаев Г. К., Шутяев В. П.* Численное моделирование циркуляции океана со сверхвысоким пространственным разрешением // *Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана*. 2020. Т. 56, № 3. С. 334–346. EDN SNQGGC. doi:10.31857/S0002351520030104
3. Примеры мезомасштабного и субмезомасштабного численного вихреразрешающего моделирования океана / Е. В. Станев [и др.] // *Морской гидрофизический журнал*. 2020. Т. 36, № 6. С. 691–719. EDN EZPKUK. doi:10.22449/0233-7584-2020-6-691-719
4. *Пузина О. С., Кубряков А. А., Мизюк А. И.* Сезонная и вертикальная изменчивость энергии течений в субмезомасштабном диапазоне на шельфе и в центральной части Черного моря // *Морской гидрофизический журнал*. 2021. Т. 37, № 1. С. 41–56. EDN COENRO. doi:10.22449/0233-7584-2021-1-41-56
5. Влияние субмезомасштабных вихрей на перенос взвешенного вещества в прибрежной зоне Крыма по данным БПЛА, спутниковых и контактных измерений / А. А. Кубряков [и др.] // *Океанология*. 2021. Т. 61, № 2. С. 182–197. EDN VZKVBX. doi:10.31857/S0030157421020106
6. Characteristics of topographic submesoscale eddies off the Crimea coast from high-resolution satellite optical measurements / A. Aleskerova [et al.] // *Ocean Dynamics*. 2021. Vol. 71. P. 655–677. <https://doi.org/10.1007/s10236-021-01458-9>
7. *Mahadevan A.* The impact of submesoscale physics on primary productivity of plankton // *Annual Review of Marine Science*. 2016. Vol. 8. P. 161–184. <https://doi.org/10.1146/annurev-marine-010814-015912>
8. *Микаэлян А. С., Зацепин А. Г., Кубряков А. А.* Воздействие мезомасштабной вихревой динамики на биопродуктивность морских экосистем (обзор) // *Морской гидрофизический журнал*. 2020. Т. 36, № 6. С. 646–675. EDN BOHNKV. doi:10.22449/0233-7584-2020-6-646-675
9. *Демьшев С. Г., Евстигнеева Н. А.* Моделирование мезо- и субмезомасштабных особенностей циркуляции у восточного берега Крыма на основе численного расчета // *Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана*. 2016. Т. 52, № 5. С. 628–638. EDN WORWMR. doi:10.7868/S0002351516050047
10. Субмезомасштабные вихри на Кавказском шельфе Черного моря и порождающие их механизмы / А. Г. Зацепин [и др.] // *Океанология*. 2011. Т. 51, № 4. С. 592–605. EDN NXXEQF.
11. Physical mechanisms of submesoscale eddies generation: evidences from laboratory modeling and satellite data in the Black Sea / A. Zatsepin [et al.] // *Ocean Dynamics*. 2019. Vol. 69, iss. 2. P. 253–266. doi:10.1007/s10236-018-1239-4
12. *Brannigan L.* Intense submesoscale upwelling in anticyclonic eddies // *Geophysical Research Letters*. 2016. Vol. 43, iss. 7. P. 3360–3369. <https://doi.org/10.1002/2016GL067926>

13. Submesoscale instabilities in mesoscale eddies / L. Brannigan [et al.] // Journal of Physical Oceanography. 2017. Vol. 47, iss. 12. P. 3061–3085. doi:10.1175/JPO-D-16-0178.1
14. *Иванов В. А., Белокопытов В. Н.* Океанография Черного моря. Севастополь, 2011. 212 с. EDN XPERZR.
15. *Кубряков А. А., Станичный С. В.* Динамика Батумского антициклона по спутниковым данным // Морской гидрофизический журнал. 2015. № 2 (182). С. 67–78. EDN VDVDDX. doi:10.22449/0233-7584-2015-2-67-78
16. *Кубряков А. А., Станичный С. В.* Синоптические вихри в Черном море по данным спутниковой альтиметрии // Океанология. 2015. Т. 55, № 1. С. 65–77. EDN TGWBIX. doi:10.7868/S0030157415010104
17. NEMO ocean engine / G. Madec [et al.]. IPSL, 2016. 386 p. (Note du pôle de modélisation IPSL ; no. 27). URL: <http://www.nemo-ocean.eu/doc/> (date of access: 10.09.2019).
18. Долгопериодная изменчивость термохалинных характеристик Азовского моря на основе численной вихреразрешающей модели / А. И. Мизюк [и др.] // Морской гидрофизический журнал. 2019. Т. 35, № 5. С. 496–510. EDN XHZXAR. doi:10.22449/0233-7584-2019-5-496-510
19. *Мизюк А. И., Коротаев Г. К.* Черноморские внутритропикноклинные линзы по результатам численного моделирования циркуляции бассейна // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2020. Т. 56, № 1. С. 112–122. EDN MHXSSO. doi:10.31857/S0002351520010101
20. Weiss J. The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics // Physica D: Nonlinear Phenomena. 1991. Vol. 48, iss. 2–3. P. 273–294. [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(91\)90088-Q](https://doi.org/10.1016/0167-2789(91)90088-Q)
21. *Белоненко Т. В., Шоленинова П. В.* Об идентификации синоптических вихрей по спутниковым данным на примере акватории северо-западной части Тихого океана // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2016. Т. 13, № 5. С. 79–90. EDN XAEWOB. doi:10.21046/2070-7401-2016-13-5-79-90
22. *Жмур В. В.* Мезомасштабные вихри океана. М. : ГЕОС, 2010. 290 с. EDN QKJWVV.

Об авторах:

Богданов Артем Андреевич, старший инженер-исследователь, отдел динамики океанических процессов, ФГБУН ФИЦ МГИ (299011, Россия, г. Севастополь, ул. Капитанская, д. 2), **ORCID ID: 0000-0001-9890-3854**, artem96.96@bk.ru

Кубряков Арсений Александрович, старший научный сотрудник, отдел дистанционных методов исследования, ФГБУН ФИЦ МГИ (299011, Россия, г. Севастополь, ул. Капитанская, д. 2), кандидат физико-математических наук, **ORCID ID: 0000-0003-3561-5913**, arskubr@mhi-ras.ru

Мизюк Артем Игоревич, старший научный сотрудник, отдел динамики океанических процессов, ФГБУН ФИЦ МГИ (299011, Россия, г. Севастополь, ул. Капитанская, д. 2), кандидат физико-математических наук, **ORCID ID: 0000-0003-4885-354X**, **ResearcherID: C-6125-2016**, artem.mizyuk@mhi-ras.ru

Аномальное поведение вертикальной структуры волн Россби на незональных сдвиговых течениях в окрестности фокуса

В. Г. Гневашев¹, Т. В. Белоненко², ✉

¹ Институт океанологии им. П. П. Шишова РАН, Москва, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
✉ btvlisab@yandex.ru

Поступила в редакцию 22.03.2022; одобрена после рецензирования 29.08.2022;
принята к публикации 09.09.2022.

Аннотация

Цель. Целью работы является исследование поведения вертикальных баротропно-бароклиных мод волн Россби на незональном сдвиговом потоке в окрестности фокуса.

Методы и результаты. В рамках эталонного уравнения рассматриваются различные варианты поведения собственных функций в окрестности фокуса. Показано, что количество возможных вариантов для незональных течений увеличивается при сравнении с зональным случаем. Показано, что если для зонального случая поведение волн Россби в окрестности уровня локализации качественно совпадает с задачей для внутренних волн и коэффициент прохождения через фокус всегда носит экспоненциально малый характер, то в случае незонального потока появляются качественно новые дополнительные сценарии. Решение становится крайне чувствительным к начальным параметрам волны, падающей на незональный фокус. Другим важным моментом является то, что на незональном течении появляется второй, дополнительный аномальный фокус. При падении волны на данный фокус с одной стороны он ведет себя как классический фокус с классическим налипанием во времени. А при падении с противоположной стороны волна Россби не замечает фокус и проходит его без коротковолновой трансформации. В задаче помимо сценария с бесконечно долгим во времени налипанием на фокус и экспоненциально малым коэффициентом прохождения появляются аномальные сценарии с прохождением фокуса без затруднений с коэффициентом прохождения, равным единице.

Выводы. Кинематика с аномальным поведением волн Россби в горизонтальной плоскости на незональных течениях сопровождается аномальным поведением вертикальной моды в отличие от строго зонального случая. Собственные значения задачи Штурма – Лиувилля при переходе от незонального к зональному случаю меняются скачкообразно. Как следствие, предельный переход от слабо незонального случая к строго зональному отсутствует. Такое, крайне неоднозначное, аналитическое поведение волн Россби в окрестности фокуса на бароклиных незональных течениях говорит, скорее, об отсутствии аналитического предсказания и необходимости более глубокого и подробного анализа с применением численных методов.

Ключевые слова: волны Россби, незональное течение, фокус, задача Штурма – Лиувилля

Благодарности: работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 22-27-00004 и по теме государственного задания 0128-2021-0003.

Для цитирования: Гневашев В. Г., Белоненко Т. В. Аномальное поведение вертикальной структуры волн Россби на незональных сдвиговых течениях в окрестности фокуса // Морской гидрофизический журнал. 2022. Т. 38, № 6. С. 585–604. EDN FTWOAV. doi:10.22449/0233-7584-2022-6-585-604

Anomalous Behavior of the Vertical Structure of Rossby Waves on Non-Zonal Shear Flow in the Vicinity of the Focus

V. G. Gnevyshev¹, T. V. Belonenko², ✉

¹ P. P. Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

² St Petersburg University, St Petersburg, Russian

✉ btvlisab@yandex.ru

Abstract

Purpose. The work aims to study the behavior of vertical barotropic-baroclinic modes of Rossby waves on a nonzonal shear flow in the vicinity of the focus.

Methods and Results. Inferred from the reference equation, we consider some variants of the behavior of eigenfunctions in the vicinity of the focus. It is shown that the number of possible variants for non-zonal flows increases compared with the zonal case. This means that qualitatively new additional scenarios appear in the case of a non-zonal flow compared with the problem for internal waves when the behavior of Rossby waves in the vicinity of the localization level qualitatively coincides with the behavior for the zonal case, herewith the coefficient of a passage through the focus is always exponentially small. The solution becomes extremely sensitive to the initial parameters of the wave incident on the non-zonal focus. Another important point is that the second, additional anomalous focus appears on the non-zonal flow. When a wave falls on this focus on one side, it behaves like a classic focus with a classic wave adhering. And when falling from the opposite side, the Rossby wave does not notice the focus and passes it without a short-wave transformation. In the problem, abnormal scenarios appear with the passage of the focus without difficulty with a coefficient of passage equal to one in addition to the scenario with an infinitely long time adhering to the focus and an exponentially small coefficient of passage.

Conclusions. The anomalous behavior of Rossby waves in the horizontal plane on non-zonal flows is accompanied by anomalous behavior of the vertical mode, in contrast to the strictly zonal case of flow with different kinematics. The eigenvalues of the Sturm-Liouville problem change abruptly during the transition from the non-zonal to the zonal case. As a consequence, there is no limit transition from a weakly non-zonal case to a strictly zonal one. Such an extremely ambiguous analytical behavior of Rossby waves in the vicinity of the focus on baroclinic nonzonal flows rather indicates the absence of analytical prediction and the need for a deeper and more detailed analysis using numerical methods.

Keywords: Rossby waves, non-zonal flow, focus, Sturm-Liouville problem

Acknowledgments: the study was carried out with the support of the RSF grant No. 22-27-00004 and within the framework of the state assignment on theme 0128-2021-0003.

For citation: Gnevyshev, V.G. and Belonenko, T.V., 2022. Anomalous Behavior of the Vertical Structure Rossby Waves on Non-Zonal Shear Flow in the Vicinity of the Focus. *Physical Oceanography*, 29(6), pp. 567-586. doi:10.22449/1573-160X-2022-6-567-586

Введение

Проблема анализа взаимодействия сдвиговых течений и генерируемых ими волн в настоящее время является крайне актуальной для понимания синоптической изменчивости океана и изучается как в рамках линейной постановки для внутренних гравитационных волн и волн Россби [1–4], так и в нелинейной постановке [5–8]. Подавляющее количество работ в области геофизики, появившихся в последние годы, связано с численным счетом. В то же время крайне мало аналитических работ, авторы которых пытаются понять на качественном уровне основные вопросы взаимодействия волн и течений. В прикладном аспекте крайне важен следующий вопрос: можно ли известные в теоретической физике решения спроектировать на волны Россби в океане?

Известно, что математика, как правило, отлично «работает» для случая чисто зонального течения, однако любое, даже слабое, отклонение от зональности делает решения крайне капризными и часто многие теоремы перестают работать в принципе [9–11].

Прогресс современных методов дистанционного зондирования Земли в настоящее время, в частности достижения в области спутниковой альтиметрии и создание программных комплексов по автоматической идентификации океанских вихрей, делает задачу о собственных значениях волн Россби на баротропно-бароклинных течениях крайне актуальной. Одним из методов изучения динамики волн в океане является метод «вертикальные моды – горизонтальные лучи» [12]. Поскольку горизонтальные масштабы волн Россби – от десятков до сотен километров, данное приближение хорошо работает в открытом океане. Если принять стратификацию постоянной и не учитывать топографию и бароклинные фоновые течения, тогда вертикальная мода волн Россби определяется одной стратификацией и не зависит от β -параметра. В этом плане волна Россби становится похожей на обычную внутреннюю волну и ее вертикальная мода – это обычная тригонометрическая функция с классическим квантованием собственных значений задачи Штурма – Лиувилля. В такой постановке определяющим фактором является горизонтальная неоднородность крупномасштабного потока. Горизонтальные изменения течения являются лидерами в задаче. Однако наряду со схожестью постановки задач для внутренних волн и волн Россби имеются как качественные, так и количественные различия.

Первое отличие волн Россби от внутренних волн состоит в том, что для волн Россби есть два качественно разных сценария эволюции лучей волн, что, по сути, является следствием наличия в задаче β -параметра как для зонального фонового течения [13], так и для незонального течения [14]. Для незонального случая появляется качественно новый сценарий, связанный с таким явлением, как *overshooting* (овершутинг), т. е. подныривание волны Россби под критический слой. Другой сценарий – это *adhering* (адхеринг), когда волна Россби асимптотически приближается к критическому слою [3].

Второе и наиболее существенное отличие внутренних волн от волн Россби состоит в следующем. Для внутренних волн добавление бароклиности фонового потока качественно не меняет сценарий эволюции волнового пакета. Бесконечный счетный спектр краевой задачи Штурма – Лиувилля с тригонометрическим набором собственных функций плавно переходит в новый бесконечный счетный спектр, но уже с собственными функциями в виде экспоненциально-мажорированных полиномов Эрмита. При этом появляются такие явления, как вертикальная фокусировка и «недисперсионная» фокусировка [15]. Но для внутренних волн фокальная точка все равно остается некой «черной дырой», при этом лучи – это «лидеры», а вертикальные моды – это «ярые последователи» с некой второстепенной ролью.

Математические понятия «фокус» и «фокусировка» из теории дифференциальных уравнений применительно к задачам взаимодействия волн Россби с течениями подробно рассмотрены в работе [10], и для океана они имеют определенный физический смысл. Если в оптике фокус – это некий параболоид

из металла, который фокусирует пучок лучей в точку, то в океане таким «металлическим параболоидом» выступает неоднородность полей скорости фонового потока. Образно говоря, у океана есть «уши». Это по физике близко к акустическому волноводу, только там волновод однородный и бесконечный, а здесь он как бы постепенно сужается от конечных размеров до точки, и тем самым волна тоже сжимается по вертикали до точки, т. е. фокусируется. Таким образом, фокус – это сжатие волны по вертикали до точечного размера на некотором вертикальном горизонте, при этом в горизонтальной плоскости это обычная плоская волна.

Известно, что самые сильные волновые процессы наблюдаются в окрестности фронтальных образований. Для открытого океана горизонтальные градиенты фоновых потоков гораздо слабее вертикальных, и тогда аналитический подход в рамках ВКБ-приближения, где малым параметром является медленность горизонтальных градиентов по сравнению с вертикальной изменчивостью, выглядит вполне оправданным. Напротив, для области сильных сдвиговых течений необходимо учитывать одновременно горизонтальные и вертикальные градиенты фоновых потоков. Аналитическим методом, который одновременно учитывает эти градиенты в подобного рода задачах, является построение эталонного двумерного уравнения [10].

На практике [16–18] для расчета фазовых скоростей волн Россби решают принципиально одномерную задачу, в которой учитывается только вертикальный профиль поля скорости $U(z)$. Важно отметить, что идея о вертикальной фокусировке волн Россби, которая изначально была сформулирована чисто аналитически [13], впоследствии подтверждена при практическом численном счете для реальных океанических течений в работах [17, 18]. Однако вопрос «Насколько сильно изменит спектральную задачу учет одновременного влияния как вертикальных, так и горизонтальных градиентов поля фонового потока?» пока в полной мере не изучен даже аналитически. Для зональных течений аналитические расчеты говорят о том, что такая фокусировка имеет место по крайней мере для открытого океана [13]. Для незонального потока известны результаты, когда незональность приводит к крайне непонятным и неожиданным эффектам, когда вихрь «въезжает» в свой собственный бета-плюс [6, 7]. Отметим, это все эти выводы получены в приближении «мелкой воды». В нашей постановке мы строим эталонное уравнение в приближении квазигеострофики, для которой имеется галилеевская инвариантность [11]. Мы рассматриваем аналитическую двумерную модель вертикальной фокусировки, учитывающую незональность фонового потока, и показываем, что вертикальная фокусировка – крайне сильное явление, при этом незональность проявляется в слагаемых с первыми производными в модельном уравнении и никак не влияет на старшую вторую производную. Однако решение в окрестности незонального критического слоя не единственно. Это связано с явлением *overshooting*, когда волна может пересечь критический слой, и в этом случае решение в окрестности критического слоя уже не является фокусом, а описывается некой константой. Таким образом, целью работы является исследование поведения вертикальных баротропно-бароклинных мод волн Россби на незональном потоке в окрестности фокуса.

Постановка задачи

Рассмотрим уравнение завихренности на β -плоскости, линеаризованное на фоне плоскопараллельного сдвигового потока U , направленного под некоторым фиксированным углом θ к параллели [3]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right) \left[\nabla_h^2 \Psi_A(x, y, z, t) + \left(\frac{1}{S} \Psi_A(x, y, z, t)\right)_z \right] - \frac{\partial \Psi_A(x, y, z, t)}{\partial y} \beta \sin \theta + \frac{\partial \Psi_A(x, y, z, t)}{\partial x} \left[\beta \cos \theta - U_{yy} - \left(\frac{1}{S} U_z\right)_z \right] = 0, \quad (1)$$

где $\Psi_A(x, y, z, t)$ – функция тока (давление); $S = N^2 / f^2$, N – частота Брента – Вайсала, f – параметр Кориолиса; $\beta = \frac{df}{dy}$. Система координат (x, y, z)

правая, t – время; ось x направлена по течению под углом θ к параллели (рис. 1). Для анализа этого уравнения мы используем волновой подход.

Так как фоновое течение является однородным вдоль продольной координаты x и не зависящим от t , решение для возмущений будет иметь следующий вид:

$$\Psi_A(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(k, y, z, \omega) \exp[i(kx - \omega t)] dk d\omega. \quad (2)$$

Здесь k – волновое число в направлении оси x ; ω – частота волны. Подставляя (2) в (1), получаем следующее уравнение для функции $\Psi(k, y, z, \omega)$:

$$(\omega - kU) \left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} - k^2 + \left(S^{-1} \frac{\partial}{\partial z} \right)_z \right] \Psi - i \frac{\partial \Psi}{\partial y} \beta \sin \theta - k \Psi \left[\beta \cos \theta - U_{yy} - \left(S^{-1} U_z \right)_z \right] = 0. \quad (3)$$

Ключевым моментом данной работы является нетривиальная нелинейная замена переменных, позволяющая произвести разделение переменных в двумерном неоднородном уравнении с первоначально неразделяющимися переменными. Такой подход был представлен в работе [10], однако в ней не давалось разъяснения, как обосновать такую замену. Ниже мы покажем, что такой подход обусловлен применением ВКБ-приближения, после чего становится очевидным, как нужно преобразовать переменные, чтобы увидеть автомодельность решения.

Одномерное эталонное уравнение. Баротропный случай

В приближении мелкой воды решение можно искать методом разделения переменных:

$$\Psi_2(k, y, z, \omega) = \Phi(k, y, \omega) \sum_{n=0}^{\infty} \cos\left(\frac{\pi n}{H} z\right), \quad (4)$$

где H – глубина океана. Для функции $\Phi(k, y, \omega)$ из (3) для линейного профиля скорости фонового потока получаем следующее линейное одномерное уравнение:

$$(\omega - kU) \left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} - k^2 - S^{-1}m^2 \right] \Phi - i \frac{\partial \Phi}{\partial y} \beta \sin \theta - \Phi k \beta \cos \theta = 0, \quad (5)$$

где $m = \pi n / H$, $S = N^2 / f^2$, N – частота Вайселя – Брента считается постоянной, H – глубина океана.

Рассмотрим поведение решения в окрестности критического слоя y_c . Сделаем следующую замену:

$$-(\omega - kU) = kU_y y - kU_y y_c = kU_y (y - y_c). \quad (6)$$

Далее переместим начало координат в критический слой. При сделанных предположениях из (5) получаем следующее баротропное эталонное (модельное, $m = 0$) уравнение в окрестности критического слоя:

$$y\Phi_{yy} + a\Phi_y + b\Phi = 0. \quad (7)$$

Здесь

$$a = i a_0, \quad a_0 = \frac{\beta \sin \theta}{kU_y}, \quad b = \frac{\beta \cos \theta}{U_y}. \quad (8)$$

Решение уравнения (7) имеет точку ветвления в нуле. Традиционный подход к анализу решения уравнения (7) можно выполнить в терминах функции Бесселя. Однако для целостности изложения и сохранения единого подхода найдем решение уравнения (7) в виде интеграла Фурье и построим его асимптотики самостоятельно, без привлечения аппарата специальных функций.

Итак, ищем решение в следующем виде:

$$\Phi(k, y, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(k, l, \omega) \exp(i l y) d l. \quad (9)$$

Используя свойства преобразования Фурье (которые выводятся из определения преобразования Фурье и формально получаются из (9) дифференцированием по y как по параметру), получаем

$$\Phi \rightarrow G, \quad \Phi_y \rightarrow i l G, \quad \Phi_{yy} \rightarrow -l^2 G, \quad y\Phi_{yy} \rightarrow -i(l^2 G)_l, \quad (10)$$

где стрелка означает соответствующее преобразование Фурье; i – мнимая единица. Для Фурье-образа G получаем следующее уравнение:

$$-i l^2 G_l - 2i l G + (i a l + b) G = 0. \quad (11)$$

Интегрируя (11) и подставляя в (9), находим искомое общее решение в виде интеграла Фурье. Поскольку в подынтегральном выражении имеется слагаемое, содержащее множитель $\ln|l|$, пределы интегрирования $(-\infty, +\infty)$ нужно разбить на два интервала $(-\infty, 0)$, $(0, +\infty)$. Тем самым общее решение будет представлено в виде суммы решений справа и слева от особой точки. Далее формально мы должны будем сшить эти решения. Проанализируем сначала одну часть решения – с одной стороны от критического слоя, и выясним

поведение решения на бесконечности и в окрестности критического слоя, не переходя через особую точку. Итак, ниже мы ограничиваемся рассмотрением только одного из решений:

$$\Phi(k, y, \omega) = A(k, \omega) \int_0^{+\infty} l^{-2} \exp \left(i \left(a_0 \ln l + \frac{b}{l} + l y \right) \right) dl. \quad (12)$$

Чтобы проанализировать интеграл (12), предположим, что решение локализовано в некоторой области физического пространства и затухает на бесконечности. Тогда Фурье-образ нашего решения будет также локализован в окрестности некоторого волнового числа l_0 в фазовом l -пространстве. При этом ширина области локализации Δl в фазовом пространстве должна быть меньше центрального волнового числа l_0 , чтобы вклад от степенной особенности в подынтегральном выражении (12) не давал вклада в асимптотику общего решения:

$$\Delta l \ll l_0. \quad (13)$$

Введем определение фазы решения (12) следующим образом:

$$\varphi(k, l, y, \omega) = a_0 \ln l + \frac{b}{l} + l y. \quad (14)$$

Тогда уравнение для стационарной точки фазы ($l = l_c$) имеет вид

$$\varphi(k, l, y, \omega)_l = \frac{a_0}{l_c} - \frac{b}{l_c^2} + y = 0. \quad (15)$$

Из (15) с использованием (8) находим выражение для y -координаты квазимонохроматического волнового решения (пакета):

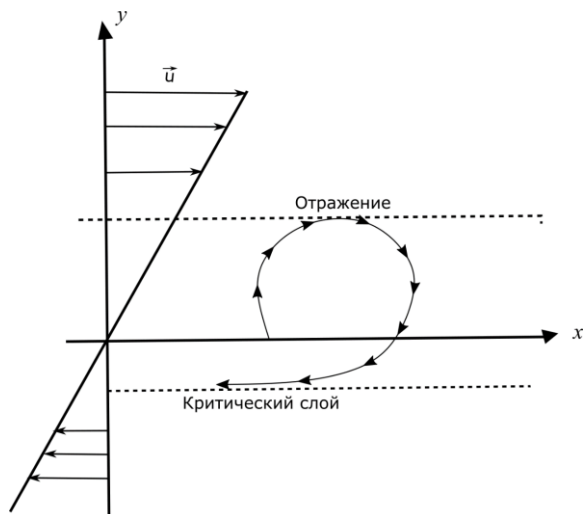
$$y = -\frac{\beta \cos \theta}{U_y l_c^2} + \frac{\beta \sin \theta}{k U_y l_c}. \quad (16)$$

Уравнение (16) является квадратным относительно $l_c = l_c(y)$. При этом квадратное уравнение будет иметь два корня в области прозрачности, одно решение в точке отражения и не иметь решений в области геометрической тени. Из уравнения (16) находим два режима при подходе к критическому слою. Первый режим – прохождение критического слоя без коротковолновой трансформации, когда решение пропорционально некой константе в окрестности критического слоя. Второй режим – это коротковолновая трансформация. В коротковолновом пределе для незональных течений из (16) получаем следующую асимптотику:

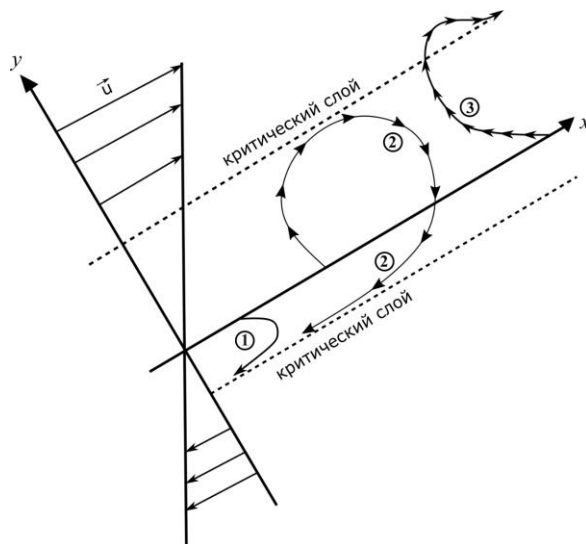
$$y \sim \frac{\beta \sin \theta}{k U_y l_c}, \quad l_c \rightarrow \infty. \quad (17)$$

Итак, математически качественно новым моментом для незонального критического слоя, помимо режима фокусировки, является второе решение – некая константа. Поясним, что представляет собой данное решение с физической точки зрения. На рис. 1 (зональное течение) критический слой показан

пунктирной линией. Приближение к критическому слою происходит асимптотически долго во времени и сопровождается вертикальной фокусировкой моды в окрестности экстремума профиля скорости. На рис. 2 (незональное течение) есть уже два критических слоя. При этом для траектории, обозначенной на рис. 2 цифрой 3, при приближении к критическому слою имеет место *overshooting*.



Р и с. 1. Трек волн Россби при их взаимодействии с зональным потоком
F i g. 1. Rossby waves track while their interaction with a zonal flow



Р и с. 2. Треки волн Россби при взаимодействии с незональным течением: 1 – асимптотическое приближение к критическому слою (*adhering*); 2 – асимптотическое приближение к двум критическим слоям (*double adhering*); 3 – пересечение критического слоя и асимптотическое приближение к нему с противоположной стороны (*overshooting*)

F i g. 2. Rossby wave tracks while their interaction with a non-zonal flow: 1 – asymptotic approximation to the critical layer (*adhering*); 2 – asymptotic approximation to two critical layers (*double adhering*); 3 – crossing of the critical layer and asymptotic approximation to it from the opposite side (*overshooting*)

Волна изначально без особых трансформаций пересекает критический слой и затем, отразившись от большего значения поля скорости, приближается к критическому слою асимптотически с вертикальной фокусировкой моды. Именно точка пересечения критического слоя и является новым моментом для незонального потока. В этой точке решение описывается константами – и волновое число, и амплитуда. Такая неоднозначность решения в окрестности критического слоя делает понятие «критический слой как асимптотический режим» некорректным, так как теряется смысл термина «асимптота». Асимптота в переводе с греческого означает «никогда не достижимый». *Overshooting* – прохождение критического слоя – делает это утверждение неверным.

Отметим следующее важное обстоятельство. Выражение для координаты центра квазимонохроматического пакета (16) не зависит от того, малые значения или большие принимает величина y , т. е. выражение (16) справедливо при $y \in (0, +\infty)$. Далее, раскладывая фазу (15) по слагаемым (до квадратного), в коротковолновом пределе получаем

$$\mu_y \equiv \frac{\partial^2 \Phi(k, l, y, \omega)}{\partial l^2} \bigg|_{l=l_c} \sim -\frac{a_0}{l_c^2}. \quad (18)$$

Используя интеграл Пуассона, окончательно получаем

$$\Phi(k, y, \omega) \sim A(k, \omega) \frac{1}{\sqrt{|\mu_y|}} \exp(+i a_0 \ln l_c). \quad (19)$$

Подставляя (17) и (18) в (19), находим асимптотику в коротковолновом пределе для волны, падающей на критический слой:

$$\Phi(k, y, \omega) \sim A(k, \omega) y^{1-ia_0} \sim A(k, \omega) y \cos(a_0 \ln y). \quad (20)$$

Полученное нами одномерное решение (20) – асимптотический закон, это решение совпадает с известными асимптотиками в терминах специальных функций [19]. Построенное решение позволяет получить двумерное решение как простое умножение двух одномерных решений (см. формулу (4)), в котором уже присутствует вертикальная мода.

На рис. 1 схематически показано поведение волны Россби при взаимодействии с зональным течением $\vec{U}$. Видно, что есть точка отражения (верхняя точка, волна отражается от течения) и есть критический слой (нижняя точка, волна асимптотически долго налипает на критический слой).

Двумерное эталонное уравнение. Бароклинный случай

В данной работе мы модифицируем двумерное эталонное уравнение, рассмотренное ранее [10]:

$$(\Psi_1)_{zz} + \left(\frac{y}{L_y} + \frac{z^2}{L_z^2} \right) (\Psi_1)_{yy} + a(\Psi_1)_y = 0. \quad (21)$$

Здесь $a \sim i \sin \theta$ является чисто мнимой величиной и отражает факт незональности течения [9, 10]. Новое эталонное уравнение, несмотря на комплексность

коэффициентов, выдерживает процедуру построения решения в терминах интеграла Фурье. По аналогии с работой [10] будем рассматривать интеграл на промежутке $(0, +\infty)$:

$$\Psi_1(k, y, z, \omega) = \int_0^{+\infty} G(k, l, z, \omega) \exp[+il y] dl. \quad (22)$$

Подставим разложение (22) в уравнение (21) и, принимая во внимание (10), получаем

$$G_{zz} - \frac{l^2 z^2}{L_z^2} G - i \frac{l^2}{L_y} G_y - i \frac{2l}{L_y} G + i a l G = 0. \quad (23)$$

Разделим (23) на l и умножим на L_z . Получаем

$$\frac{L_z}{l} G_{zz} - \frac{l z^2}{L_z} G - i \frac{l L_z}{L_y} G_y + i \left(a - \frac{2}{L_y} \right) L_z G = 0, \quad (24)$$

где традиционно используются следующие обозначения: L_y – характерный масштаб изменчивости по координате y в окрестности фокуса; L_z – характерный масштаб изменчивости по координате z в окрестности фокуса [20, 21].

Выполним следующую замену переменных: $(l, z) \rightarrow (\eta, \varphi)$, где

$$\eta = \frac{z l^{1/2}}{L_z^{1/2}}, \quad \varphi = l. \quad (25)$$

В новых переменных (η, φ) уравнение (24) принимает вид уравнения с разделяющимися переменными:

$$G_{\eta\eta} - \eta^2 G - i \frac{\eta L_z}{2L_y} G_\eta - i \frac{\varphi L_z}{L_y} G_\varphi + Q G = 0. \quad (26)$$

Здесь введено следующее обозначение:

$$Q = i \left(a - \frac{2}{L_y} \right) L_z. \quad (27)$$

Будем искать решения, используя метод разделения переменных:

$$G(\eta, \varphi) = H(\eta) F(\varphi). \quad (28)$$

Тогда для $H(\eta)$ получаем следующее уравнение:

$$H_{\eta\eta} - i \frac{\eta L_z}{2L_y} H_\eta - (\eta^2 + \mu_0^* - Q) H = 0. \quad (29)$$

Здесь μ_0^* – постоянная разделения. В дальнейшем полагаем

$$\mu_0^* - Q \equiv \mu_0. \quad (30)$$

Слагаемое с H_η в уравнении (29) исключаем следующей заменой:

$$H_\eta = P(\eta) \exp\left(i \frac{L_z}{8L_y} \eta^2\right). \quad (31)$$

Для $P(\eta)$ получаем уравнение

$$P_{\eta\eta} + P\left[-\eta^2\left(1 - \frac{L_z^2}{16L_y^2}\right) - \mu_0 + i \frac{L_z}{4L_y}\right] = 0. \quad (32)$$

Асимптотический анализ одномерной вертикальной задачи в коротковолновом приближении является классическим (см. Приложение). Остановимся на этом немного подробнее. Поскольку мы ищем решения, локализованные в окрестности некоего уровня $z = z_0$, то из уравнения (32) видим, что коэффициент при η^2 должен быть положительным. Следовательно, мы получаем следующее условие существования локализованных решений:

$$\left(1 - \frac{L_z^2}{16L_y^2}\right) > 0 \Leftrightarrow 0 < |L_z| < 4|L_y|. \quad (33)$$

Условие (33) свидетельствует о том, что ветви параболы, которая ограничивает внутреннюю область прозрачности от внешней области тени, должны быть практически параллельны друг другу. В противном случае вертикальная мода не сформируется и волна не будет приближаться к критической точке бесконечно долго. Следовательно, если условие (33) не выполнено, то будет режим отражения от критического слоя [10].

Из уравнения (32) определяем собственные значения переменной разделения μ_0 :

$$-(2m+1) = \left(\mu_0 - i \frac{L_z}{4L_y}\right) / \left(1 - \frac{L_z^2}{16L_y^2}\right), \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (34)$$

Из (34) получаем собственные значения

$$\mu_0 = \frac{L_z}{L_y} \left[\frac{1}{4} i - \frac{\delta}{2} \left(m + \frac{1}{2}\right) \right], \quad \delta \equiv \left(\frac{16L_y^2}{L_z^2} \right)^{1/2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (35)$$

и собственные функции

$$P(\eta) = \left[\sum_{m=0}^{\infty} H_m \eta \left(1 - \frac{L_z^2}{16L_y^2}\right)^{1/4} \right] \exp\left[-\frac{\eta^2}{2} \left(1 - \frac{L_z^2}{16L_y^2}\right)^{1/2}\right], \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (36)$$

где H_m – полиномы Эрмита.

Перейдем к определению $F(\varphi)$ – второго множителя в решении (28). Из (26) получаем уравнение

$$-i \frac{\varphi L_z}{L_y} F_\varphi + \mu_0^* F = 0. \quad (37)$$

Решение уравнения (37) имеет следующий вид:

$$F(\varphi) = \varphi^\mu, \quad \mu \equiv -i \mu_0^* \frac{L_y}{L_z}. \quad (38)$$

Распишем подробно параметр μ :

$$\mu \equiv -i \mu_0^* \frac{L_y}{L_z} = -i(\mu_0 + Q) \frac{L_y}{L_z} = \left[-i \frac{\beta \sin \theta}{k U_y} L_y - 2 \right] + \left[\frac{1}{4} + i \frac{\delta}{2} \left(m + \frac{1}{2} \right) \right]. \quad (39)$$

Из (39) видно, что собственные значения состоят из двух частей. Первая часть

$\left[-i \frac{\beta \sin \theta}{k U_y} L_y - 2 \right]$ – баротропная, она совпадает с фазой баротропной задачи

(12). Вторая часть $\left[\frac{1}{4} + i \frac{\delta}{2} \left(m + \frac{1}{2} \right) \right]$ – бароклиная. Окончательно получаем следующие собственные значения:

$$\mu = -\frac{7}{4} + i \left[-\frac{\beta \sin \theta}{k U_y} L_y + \frac{\delta}{2} \left(m + \frac{1}{2} \right) \right]. \quad (40)$$

Подставляя все найденные части решения в исходный интеграл (22), находим собственные функции:

$$\begin{aligned} \Psi_1(k, y, z, \omega) = & A(k, \omega) \int_0^{+\infty} \sum_{m=0}^{\infty} l^\mu \left[\sum_{m=0}^{\infty} H_m \left(\frac{z l^{1/2}}{L_z} \left(1 - \frac{L_z^2}{16 L_y^2} \right)^{1/4} \right) \right] \times \\ & \times \exp \left[\frac{z^2 l}{2 L_z} \left(1 - \frac{L_z^2}{16 L_y^2} \right)^{1/2} \right] \exp \left[+i l \left(y + \frac{z^2}{8 L_y} \right) \right] dl. \end{aligned} \quad (41)$$

Далее полученные собственные функции (41) можно с помощью несложных преобразований свести к вырожденной гипергеометрической функции от некоторого комплексного аргумента. Однако для нахождения асимптотик собственных функций именно интегральная запись (41) является предпочтительной. Несмотря на то что построенные собственные функции (41) являются функциями от двух физических переменных (z и y), интеграл, выражающий их, является одномерным. Поэтому мы снова воспользуемся методом стационарной фазы.

Перепишем мнимую часть интеграла (41) в следующем виде:

$$\exp \left[+i l \left(y + \frac{z^2}{8 L_y} \right) + i \left(-\frac{\beta \sin \theta}{k U_y} L_y + \frac{\delta}{2} \left(m + \frac{1}{2} \right) \right) \ln l \right]. \quad (42)$$

Дифференцируя (42) по переменной l и приравнявая его к нулю, получаем уравнение для стационарной точки l_c (аналог дисперсионного соотношения):

$$y + \frac{z^2}{8L_y} = \frac{\frac{\beta \sin \theta}{kU_y} L_y - \frac{\delta}{2} \left(m + \frac{1}{2} \right)}{l_c}. \quad (43)$$

Из (43) также получаем следующее ограничение на количество мод, которые определяют вертикальную структуру решения в окрестности особой точки:

$$\left(m + \frac{1}{2} \right) < 2 \frac{\left| \frac{\beta \sin \theta}{kU_y} L_y \right|}{\delta}. \quad (44)$$

При этом, как и в ВКБ-приближении, может оказаться, что таких мод вообще не существует.

Если переписать соотношение (43) в виде

$$l_c = \frac{\frac{\beta \sin \theta}{kU_y} L_y - \frac{\delta}{2} \left(m + \frac{1}{2} \right)}{y + \frac{z^2}{8L_y}}, \quad (45)$$

то нетрудно показать, что для незонального течения асимптотика собственных функций в окрестности критической точки будет иметь следующий вид:

$$\Psi_1(k, y, z, \omega) = A(k, \omega) \sum_{m=0}^{\infty} l_c^{\mu-1} \left[H_m \left(\frac{z l_c^{1/2}}{L_z} \left(1 - \frac{L_z^2}{16 L_y^2} \right)^{1/4} \right) \right] \exp \left[-\frac{z^2 l_c}{2 L_z} \left(1 - \frac{L_z^2}{16 L_y^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (46)$$

Анализируя асимптотики (46), можно сказать, что построенные решения являются функциями не от переменных (z, y) , а от некоторых криволинейных переменных, которые имеют следующий вид:

$$(y, z) \rightarrow \left(y + \frac{z^2}{8L_y}, \frac{z}{\left(y + \frac{z^2}{8L_y} \right)} \right). \quad (47)$$

Однако данный подход с применением криволинейных переменных использовался и при решении в ВКБ-приближении, в котором формально происходила

следующая замена переменных: $(y, z) \rightarrow \left(y, \frac{z}{y} \right)$. Поэтому асимптотики одномер-

ных интегралов, по большому счету, никаких качественно новых результатов, отличных от ВКБ-решений, не дают, кроме условия (33).

На рис. 2 схематически показано поведение волн Россби при взаимодействии с незональным течением $\vec{U}$. В этом случае существует уже не один, а два критических слоя и характер треков волн Россби отличается большим разнообразием. Помимо режима распространения волн 1 (*adhering*) существует режим 2 (*double adhering* – двойной адхеринг), а также режим 3 (*overshooting*). Эти режимы рассмотрены в работах [3, 4, 22, 23].

Обсуждение и выводы

Классическое двумерное эталонное уравнение, описывающее трансформацию решения в окрестности фокуса, уже рассматривалось ранее [10, 20, 21]. Новизна настоящей работы состоит в том, что это уравнение обобщается на случай незонального баротропно-бароклинного потока. В модифицированном эталонном уравнении появляется новое комплексное слагаемое, а нелинейная замена переменных позволяет привести задачу к уравнению с разделяющимися переменными. Математический анализ, развитый в работах [9, 10], позволяет учесть особенности, связанные с появлением этого слагаемого. Однако возникает другая особенность: собственные значения задачи для незонального потока хотя структурно и похожи на зональный случай (сумма баротропной и бароклинной составляющих), уже не имеют предельного перехода в зональный случай при стремлении угла наклона фонового потока к нулю.

Известно, что на незональных течениях кинематика волн Россби имеет качественные отличия от кинематики для строго зонального течения [9, 10]. Основное отличие заключается в том, что незональное сдвиговое течение имеет не один, как у зонального, а два критических слоя, при этом в окрестности первого фокуса действительны все математические выкладки, полученные в работе [10], а нелинейная замена переменных позволяет найти соответствующие спектральные характеристики. В результате полученные собственные значения, как и ранее, являются суммой баротропной и бароклинной задачи, однако принципиальным моментом является то, что при стремлении угла наклона течения к нулю спектр собственных значений незональной задачи уже не стремится к спектру для зонального случая, и при этом наблюдается скачкообразное поведение собственных значений.

Второй критический слой на незональном течении лежит в области прозрачности и имеет нетривиальную кинематику в виде *overshooting* [9, 10]. В данной работе показано, что подобная нетривиальная кинематика волн Россби сопровождается и нетривиальным поведением моды в окрестности фокуса (критического слоя). Если для зонального случая фокус является абсолютным поглотителем волн Россби, а коэффициент прохождения экспоненциально мал, то в случае выполнения режима *overshooting* волн Россби на незональном течении задача становится крайне чувствительной к начальным данным. При этом возможны абсолютно противоположные варианты: от полного поглощения волны критическим слоем до ее полного прохождения через критический слой. Во втором случае трансформация вертикальной моды волны Россби не происходит.

В предыдущей работе авторов решена задача для строго зонального течения [10]. Был найден альтернативный, крайне простой и физически понятный способ построения эталонного решения. Этот подход ранее был разработан

в теории плазмы и позже перенесен Н. С. Ерохиным и Р. З. Сагдеевым для волн на воде [20, 21]. Наше решение строится с помощью Фурье-анализа и некоторой оригинальной замены переменных. В приложении работы [10] произведена идентификация построенного решения и показано, что оно в точности соответствует известному решению в терминах вырожденной гипергеометрической функции от некоторого комплексного аргумента с интегрированием в комплексной плоскости по некой окружности, а также первичным и вторичным квантованием с использованием неких рассуждений об автомодельности. Мы показываем, что за всем этим нагромождением из физики плазмы, малопонятным для специалистов в области геофизики, стоит довольно простая физическая суть: происходит некое пространственное искривление координат, а вместе с этим – и получаемого решения.

В этом плане критические слои оказываются крайне устойчивыми, и это и есть результат данной работы. Мы показали, что на качественном уровне добавление незональности не изменяет результат, полученный для зонального случая. Это приводит к выводу, что глобальные процессы энергообмена в океане сосредоточены в узких областях, причем резонансные процессы (где скорость фоновых потоков сравнивается с фазовой скоростью волнового возмущения) крайне важны для понимания генерации волн и вихрей крупномасштабными океанскими течениями (подробнее см. [24]).

Таким образом, для незональной задачи распространения волн Россби в окрестности фокуса, скорее, не существует аналитического однозначного предсказания поведения вертикальной моды. Спектральная задача крайне чувствительна к начальным данным, и никакого предельного перехода к зональному случаю не наблюдается.

Приложение

Вертикальная фокусировка в коротковолновом приближении

Уравнение (3) на течениях, имеющих вертикальную изменчивость, может иметь решения, сильно локализованные в окрестности некоторого фиксированного горизонтального уровня $z = z_0$, где фазовая скорость волны в продольном направлении x совпадает с экстремумом поля скорости основного течения (так называемый критический слой) и затухает во всей остальной области. Вид экстремума поля скорости выводится в процессе решения задачи, при этом граничные условия для задачи Штурма – Лиувилля будут выполнены автоматически. В этом случае выполняется предположение, что уровень локализации вертикальной моды не совпадает с границами области по вертикали, что обусловлено экспоненциальным затуханием решения вне области уровня локализации решения.

Важно отметить, что представленные ниже решения не претендуют на единственность и полноту и описывают только один из возможных сценариев, определяемый выполнением необходимых условий. Специфика данной задачи состоит в том, что прохождение волной критического слоя обычно связано с трансформацией спектра в коротковолновую область. Для волн Россби на зональном течении прохождение через критический слой также однозначно влечет коротковолновую трансформацию.

Однако если течение не является строго зональным, то имеются два сценария, связанные с прохождением через критический слой. Первый сценарий – критический слой и граница области прозрачности совпадают. При приближении к критическому слою происходит коротковолновая трансформация волны. При этом достижение критического слоя носит асимптотический характер: волна приближается к критическому слою бесконечно долго во времени. Второй сценарий – критический слой находится внутри области прозрачности. Здесь возможны режимы прохождения критического слоя при конечных значениях волновых чисел, и волна проходит критический слой, практически не реагируя на его присутствие. Какой именно из двух сценариев будет реализован, зависит от начальных условий задачи. В этом смысле решение является крайне чувствительным к выбору начальных данных.

Рассмотрим первый сценарий, когда при прохождении критического слоя происходит коротковолновая трансформация. Для решения, сильно локализованного в окрестности вертикального уровня $z = z_0$ и затухающего во всей остальной области, уравнение (32) можно аппроксимировать следующим образом:

$$(\Psi_1)_{zz} + \left[P_0 + \frac{1}{2} P_2 (z - z_0)^2 \right] \Psi_1 = 0, \quad (\text{A.1})$$

где

$$P_0 \equiv -S \left[k^2 + l^2 - \frac{K_\beta}{kU - \omega} \right] \Big|_{z=z_0}, \quad (\text{A.2})$$

$$P_2 \equiv -S \left[\frac{K_\beta k U_{zz}}{(kU - \omega)^2} \right] \Big|_{z=z_0}, \quad (\text{A.3})$$

$$K_\beta \equiv \left[k \left(\beta \cos \theta - \left(\frac{1}{S} U_z \right)_z \right) - l \beta \sin \theta \right] \Big|_{z=z_0}. \quad (\text{A.4})$$

Полученное ранее уравнение (32) есть не что иное, как аналог уравнения (A.1), которое имеет следующие локализованные решения:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= A(k, \varepsilon y, \omega) \sum_{n=0}^{\infty} (2^n n! \sqrt{\pi}) (\Psi_1)_n, \\ (\Psi_1)_n &= H_n \left[\left(-\frac{P_2}{2} \right)^{1/4} (z - z_0) \right] \exp \left[-\left(-\frac{P_2}{2} \right)^{1/2} \frac{(z - z_0)^2}{2} \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Здесь $H_n(x)$, $n = 0, 1, 2, \dots$ – полиномы Эрмита.

Из соотношения (см. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Москва : Физматлит, 1961. С. 408)

$$(2n+1) = P_0 \left(-\frac{P_2}{2} \right)^{-1/2} \quad (\text{A.6})$$

находим дисперсионные соотношения

$$\omega = \frac{-K_\beta + (2n+1)S^{-1/2} \left[K_\beta k U_{zz} \Big|_{z=z_0} \right]^{1/2}}{k^2 + l^2} + k U \quad (\text{A.7})$$

при $(\omega - k U) < 0$,

$$\omega = \frac{-K_\beta - (2n+1)S^{-1/2} \left[K_\beta k U_{zz} \Big|_{z=z_0} \right]^{1/2}}{k^2 + l^2} + k U \quad (\text{A.8})$$

при $(\omega - k U) > 0$.

Выражения (A.7) и (A.8) являются аналогом дисперсионного соотношения для баротропной задачи. Отметим, что при этом было сделано следующее ограничение:

$$P_0 > 0. \quad (\text{A.9})$$

Принимая во внимание выражение (A.2), находим, что знаки выражений K_β и $(\omega - k U)$ совпадают. Далее должно быть выполнено условие

$$P_2 < 0. \quad (\text{A.10})$$

Учитывая выражение (A.3), получаем $K_\beta k U_{zz} \Big|_{z=z_0} < 0$. Опуская подробности, можно констатировать следующий результат. Дисперсионное соотношение (A.7) соответствует случаю, когда волна сначала проходит критический слой, затем отражается от области больших значений скорости фонового течения и затем подходит к критическому слою с обратной стороны, асимптотически приближаясь к максимуму скорости основного течения со стороны больших значений. Дисперсионное соотношение (A.8) соответствует случаю, когда волна подходит к критическому слою, асимптотически приближаясь к минимуму скорости основного течения со стороны меньших значений. При зональных течениях ($\theta = 0$) критический слой реализуется только для западных течений и только в виде асимптотики (A.8). (Здесь мы придерживаемся принятой в океанологии терминологии, где западным течением называется течение, направленное на запад, в то время как в физике атмосферы западным ветром называется ветер, распространяющийся с запада). Для западных зональных течений вертикальный уровень z_0 по координате z , на котором фокусируется мода, является уровнем абсолютного максимума скорости основного потока. При этом достижение критического слоя является асимптотическим во времени и сопровождается коротковолновой трансформацией.

Для незональных течений ситуация распадается на частные случаи, зависящие от начальных параметров задачи. При этом критические слои могут реализовываться как для положительных значений скорости основного течения, так и для отрицательных. Что именно будет происходить с волной в окрестности критического слоя для незонального случая, зависит от начального поло-

жения волны (с какой стороны и под каким углом подходит волна к критическому слою) и от параметров поля скорости основного потока в окрестности экстремума по вертикальной координате. На незональном течении возможны варианты: прохождение волны через критический слой и вертикальная фокусировка на экстремуме поля скорости основного потока.

Отметим один важный результат, который получается из формулы (А.7). Как для зональных, так и для незональных течений вертикальная изменчивость поля скорости приводит к одному общему свойству: если вертикальная структура моды фокусируется на экстремуме поля скорости, то существует ограничение на количество мод, которые можно вписать в окрестности этого уровня:

$$(2n+1) < \frac{|K_\beta|}{S^{-1/2} \left[K_\beta k U_{zz} \Big|_{z=z_0} \right]^{1/2}}. \quad (\text{A.11})$$

Этот факт является для волн Россби общеизвестным (*LeBlond P. H., Mysak L. A. Waves in the ocean. Amsterdam : Elsevier, 1978. 602 p.*). Однако в данной задаче бароклинность может привести к тому, что вертикальной моды вообще не будет. Такие случаи при численном счете вертикальной задачи на собственные значения рассматривались в работах *P. D. Killworth, J. R. Blundell* (Long extratropical planetary wave propagation in the presence of slowly varying mean flow and bottom topography. Part I: The local problem // *Journal of Physical Oceanography*. 2003. Vol. 33, iss. 4. P. 784–801. doi:10.1175/1520-0485(2003)33<784:LEPWPI>2.0.CO;2 ; The dispersion relation for planetary waves in the presence of mean flow and topography. Part II: Two-dimensional examples and global results // *Journal of Physical Oceanography*. 2005. Vol. 35. P. 2110–2133. doi:10.1175/JPO2817.1). Для решений (А.5) введем определение масштаба вертикальной изменчивости решения D :

$$D^{-1} \equiv \left(-\frac{P_2}{2} \right)^{1/4} = \left[\frac{S K_\beta k U_{zz} \Big|_{z=z_0} (k^2 + l^2)}{\left(-K_\beta \pm (2n+1) S^{-1/2} \left[K_\beta k U_{zz} \Big|_{z=z_0} \right]^{1/2} \right)^2} \right]^{1/4}. \quad (\text{A.12})$$

Формула (А.12) дает характерный масштаб вертикальной изменчивости и также определяет так называемую автомодельность решения. Нетрудно видеть, что в коротковолновом пределе вертикальный D и продольный L масштабы решения связаны соотношением $D^{-1} \sim L^{1/2}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *LaCasce J. H.* The Prevalence of Oceanic Surface Modes // *Geophysical Research Letters*. 2017. Vol. 44, iss. 21. P. 11,097–11,105. doi:10.1002/2017gl075430
2. *Bulatov V., Vladimirov Yu.* Analytical Approximations of Dispersion Relations for Internal Gravity Waves Equation with Shear Flows // *Symmetry*. 2020. Vol. 12, iss. 11. 1865. doi:10.3390/sym12111865
3. *Gnevyshev V. G., Badulin S. I., Belonenko T. V.* Rossby Waves on Non-zonal Currents: Structural Stability of Critical Layer Effects // *Pure and Applied Geophysics*. 2020. Vol. 177. P. 5585–5598. doi:10.1007/s00024-020-02567-0

4. Rossby Waves on Non-zonal Flows: Vertical Focusing and Effect of the Current Stratification / V. G. Gnevyshev [et al.] // *Pure and Applied Geophysics*. 2021. Vol. 178. P. 3247–3261. doi:10.1007/s00024-021-02799-8
5. One possible mechanism for eddy distribution in zonal current with meridional shear / Y. L. Shi [et al.] // *Scientific Reports*. 2018. Vol. 8. 10106. doi:10.1038/s41598-018-28465-z
6. Резник Г. М., Кравцов С. В. Сингулярные вихри бета-плоскости: краткий обзор и недавние результаты // *Морской гидрофизический журнал*. 2020. Т. 36, № 6. С. 720–739. doi:10.22449/0233-7584-2020-6-720-739
7. Kravtsov S., Reznik G. Monopoles in a uniform zonal flow on a quasi-geostrophic β -plane: Effects of the Galilean non-invariance of the rotating shallow-water equations // *Journal of Fluid Mechanics*. 2020. Vol. 909. A23. doi:10.1017/jfm.2020.906
8. Сутырин Г. Г. Каким образом океанические вихри могут быть столь долгоживущими // *Морской гидрофизический журнал*. 2020. Т. 36, № 6. С. 740–756. doi:10.22449/0233-7584-2020-6-740-756
9. Гневнышев В. Г., Белоненко Т. В. Вихревой слой на β -плоскости в формулировке Майлса – Рибнера. Полнос на действительной оси // *Морской гидрофизический журнал*. 2021. Т. 37, № 5. С. 525–537. doi:10.22449/0233-7584-2021-5-525-537
10. Гневнышев В. Г., Белоненко Т. В. Параболические ловушки волн Россби в океане // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2021. Т. 14, № 4. С. 14–24. doi:10.7868/S207366732104002X
11. Gnevyshev V. G., Belonenko T. V. Analytical Solution of the Ray Equations of Hamilton for Rossby Waves on Stationary Shear Flows // *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022. Vol. 15, iss. 2. P. 8–18. doi:10.48612/fpg/4eh4-83zr-r1fm
12. Булатов В. В., Владимиров Ю. В. Дальние поля внутренних гравитационных волн в неоднородных и нестационарных стратифицированных средах // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2013. Т. 6, № 2. С. 55–70.
13. Гневнышев В. Г., Шпира В. И. Динамика пакетов волн Россби в окрестности зонального критического слоя с учетом вязкости // *Известия Академии наук СССР. Физика атмосферы и океана*. 1989. Т. 25, № 10. С. 1064–1074.
14. Гневнышев В. Г., Шпира В. И. Кинематика волн Россби на неоднородном меридиональном течении // *Океанология*. 1989. Т. XXIX, вып. 4. С. 543–548.
15. Badulin S. I., Shrira V. I. On the irreversibility of internal-wave dynamics due to wave trapping by mean flow inhomogeneities. Part 1. Local analysis // *Journal of Fluid Mechanics*. 1993. Vol. 251. P. 21–53. doi:10.1017/S0022112093003325
16. Tulloch R., Marshall J., Smith K. S. Interpretation of the propagation of surface altimetric observations in terms of planetary waves and geostrophic turbulence // *Journal of Geophysical Research. Oceans*. 2009. Vol. 114, iss. C2. C02005. doi:10.1029/2008jc005055
17. Killworth P. D., Blundell J. R. Long Extratropical Planetary Wave Propagation in the Presence of Slowly Varying Mean Flow and Bottom Topography. Part I: The Local Problem // *Journal of Physical Oceanography*. 2003. Vol. 33, iss. 4. P. 784–801. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2003\)33<784:LEPWPI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2003)33<784:LEPWPI>2.0.CO;2)
18. Killworth P. D., Blundell J. R. The Dispersion Relation for Planetary Waves in the Presence of Mean Flow and Topography. Part II: Two-Dimensional Examples and Global Results // *Journal of Physical Oceanography*. 2005. Vol. 35, iss. 11. P. 2110–2133. doi:10.1175/JPO2817.1
19. LeBlond P. H., Mysak L. A. *Waves in the Ocean*. Amsterdam : Elsevier, 1978. 602 p. (Elsevier Oceanography Series ; vol. 20).
20. Ерохин Н. С., Сагдеев П. З. К теории аномальной фокусировки внутренних волн в двумерно-неоднородной жидкости. Часть 1. Стационарная задача // *Морской гидрофизический журнал*. 1985. № 2. С. 15–27.
21. Ерохин Н. С., Сагдеев П. З. К теории аномальной фокусировки внутренних волн в двумерно-неоднородной жидкости. Часть 2. Точное решение двумерной задачи с учетом вязкости и нестационарности // *Морской гидрофизический журнал*. 1985. № 4. С. 3–10.

22. *Yamagata T.* On the Propagation of Rossby Waves in a Weak Shear Flow // Journal of Meteorological Society of Japan. 1976. Vol. 54, iss. 2. P. 126–128.
23. *Yamagata T.* On Trajectories of Rossby Wave-packets Released in a Lateral Shear Flow // Journal of Oceanographic Society of Japan. 1976. Vol. 32, iss. 4. P. 162–168.
24. *Степанянц Ю. А., Фабрикант А. Л.* Распространение волн в сдвиговых гидродинамических течениях // Успехи физических наук. 1989. Т. 159, № 1. С. 83–123. doi:10.3367/UFNr.0159.198909c.0083

Об авторах:

Гневашев Владимир Григорьевич, старший научный сотрудник, ФГБУН ИО им. П. П. Ширшова РАН (117997, Россия, г. Москва, Нахимовский пр., д. 5), кандидат физико-математических наук, **ORCID ID: 0000-0001-6654-5570**, **ResearcherID: AAZ-6352-2021**, **Scopus Author ID: 6507346231**, avi9783608@gmail.com

Белоненко Татьяна Васильевна, профессор, кафедра океанологии, СПбГУ (199034, Россия, г. Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7–9), доктор географических наук, **ORCID ID: 0000-0003-4608-7781**, **ResearcherID: K-2162-2013**, **Scopus Author ID: 6507005889**, bvtlisab@yandex.ru

Автоколебания интенсивности крупномасштабной циркуляции в Черном море

А. А. Павлушин

Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия
✉ pavlushin@mhi-ras.ru

Поступила в редакцию 13.05.2022; одобрена после рецензирования 31.08.2022;
принята к публикации 09.09.2022.

Аннотация

Цель. Цель настоящей работы – с помощью численного моделирования провести исследование влияния сезонной изменчивости завихренности касательного напряжения ветра на особенности формирования и интенсивность крупномасштабной циркуляции в Черном море.

Методы и результаты. Численные эксперименты в рамках двухслойной вихреразрешающей модели Черного моря проводились при воздействии на морскую поверхность периодического сезонно меняющегося поля касательного напряжения ветра, среднегодовая интенсивность которого в течение одного отдельно взятого эксперимента была постоянной, но отличалась в различных экспериментах. Расчеты велись на длительный период времени, достаточный для того, чтобы решение задачи можно было считать статистически равновесным. Интенсивность крупномасштабной циркуляции определялась по интегральным значениям энергетических характеристик модели – кинетической и доступной потенциальной энергий течений. В результате расчетов получены многолетние ряды мгновенных полей течений в двухслойном море при различной интенсивности ветрового воздействия, которые подвергались дальнейшему анализу.

Выводы. Установлено, что при определенных параметрах ветрового воздействия в Черном море могут возникать колебания интенсивности крупномасштабной циркуляции с периодом 6–8 лет, причиной которых не является межгодовая изменчивость среднегодовой величины завихренности касательного напряжения ветра. Учитывая тот факт, что возбуждающее ветровое воздействие в проведенных экспериментах имело только сезонную изменчивость и повторялось от года к году, полученные в модели многолетние колебания интенсивности крупномасштабных течений можно классифицировать как автоколебания – незатухающие колебания, поддерживаемые внешним источником энергии, поступление которой регулируется самой колебательной системой. Необходимый для существования автоколебаний механизм обратной связи в рассматриваемом случае обеспечивается зависимостью потока поступающей в море ветровой энергии от пространственного распределения поверхностных течений, которое может изменяться вследствие гидродинамической неустойчивости течений и генерации волн Россби.

Ключевые слова: Черное море, интенсивность крупномасштабной циркуляция, межгодовая изменчивость, автоколебания, бароклинные волны Россби

Благодарности: работа выполнена в рамках государственного задания ФГБУН ФИЦ МГИ по теме FNNN-2021-0003 «Развитие методов оперативной океанологии на основе междисциплинарных исследований процессов формирования и эволюции морской среды и математического моделирования с привлечением данных дистанционных и контактных измерений».

Для цитирования: Павлушин А. А. Автоколебания интенсивности крупномасштабной циркуляции в Черном море // Морской гидрофизический журнал. 2022. Т. 38, № 6. С. 605–619. EDN UFLDYX. doi:10.22449/0233-7584-2022-6-605-619

Self-Oscillations of Large-Scale Circulation Intensity in the Black Sea

A. A. Pavlushin

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

✉ pavlushin@mhi-ras.ru

Abstract

Purpose. The work is aimed at investigating the influence of seasonal variability of tangential wind stress vorticity on the features of formation and intensity of the large-scale circulation in the Black Sea using the numerical simulation method.

Methods and Results. Numerical experiments within the framework of the two-layer eddy-resolving model of the Black Sea were carried with the sea surface subjected to a periodical seasonally changing field of tangential wind stress, the average annual intensity of which was constant during one individual experiment, but was various in different experiments. Numerical integration over time was performed for a long time period, which was sufficient for the model solution to be considered statistically equilibrium. The large-scale circulation intensity was determined from the integral values of the model energy characteristics, namely the kinetic and available potential energies. The calculations have resulted in the long-term series of instantaneous current fields in the two-layer sea at different wind forcing intensity, which were subjected to further analysis.

Conclusions. It has been established that in the Black Sea at certain parameters of wind forcing, the fluctuations can be induced in the large-scale circulation intensity with a period 6–8 years; at that the interannual variability of the average annual value of the tangential wind stress vorticity is not a reason of this phenomena. Taking into account the fact that the exciting wind forcing in the performed experiments was only of seasonal variability and repeated from year to year, the model-obtained long-term fluctuations in the large-scale currents intensity could be classified as the self-oscillations. The latter are the non-damped oscillations supported by an external energy source, the supply of which is regulated by the oscillatory system itself. In the case under consideration, the feedback mechanism required for the existence of self-oscillations, is provided by the dependence of the wind energy flow entering the sea upon the spatial distribution of surface currents, which can change in consequence of hydrodynamic instability of the currents and generation of the Rossby waves.

Keywords: Black Sea, large-scale circulation intensity, interannual variability, self-oscillations, baroclinic Rossby waves

Acknowledgements: the study was carried out within the framework of the state assignment of the MHI RAS on the theme FNNN-2021-0003 “Development of operational oceanology methods based on interdisciplinary research of the processes of marine environment formation and evolution, and mathematical modeling using the data of remote and contact measurements”.

For citation: Pavlushin, A.A., 2022. Self-Oscillations of Large-Scale Circulation Intensity in the Black Sea. *Physical Oceanography*, 29(6), pp. 587-601. doi:10.22449/1573-160X-2022-6-587-601

Введение

Согласно наблюдениям и данным реанализа [1–5], интенсивность крупномасштабной циркуляции в Черном море претерпевает значительные сезонные и межгодовые изменения. Причиной этого принято считать изменчивость внешних условий, определяющих само существование крупномасштабной циклонической циркуляции в Черном море, а именно: интегральную завихренность касательного напряжения ветра, которая в среднем за год над всей акваторией моря имеет циклонический характер [6–8].

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы с помощью упрощенной гидродинамической модели проверить правильность существующих гипотез

о причинах колебаний интенсивности крупномасштабной циркуляции в Черном море и постараться понять физические механизмы этого явления. В качестве критерия интенсивности крупномасштабной циркуляции были использованы величины осредненных по акватории моря кинетической и доступной потенциальной энергий, которые легко определяются по результатам моделирования.

Параметры модели и описание численных экспериментов

Подробное описание двухслойной вихреразрешающей модели, использованной для расчетов, можно найти в наших предыдущих работах [9, 10].

Несмотря на кажущуюся простоту, двухслойная модель позволяет учесть основные факторы [9], оказывающие влияние на формирование течений, и достаточно хорошо описывает особенности крупномасштабной циркуляции в верхнем и нижнем слоях Черного моря, разграниченных между собой постоянным пикноклином [11], который формируется благодаря пресноводному речному стоку на поверхности моря и проникновению в его глубокий слой «тяжелой» соленой воды через нижебосфорское течение.

При расчетах в модели были использованы следующие параметры: разрешение по пространству (размер горизонтальной ячейки) $\Delta x = \Delta y = 3000$ м; шаг по времени $\Delta t = 120$ с; коэффициент горизонтальной турбулентной вязкости, параметризованной бигармоническим оператором, $A_B = 2 \cdot 10^8$ м⁴/с; коэффициент придонного трения, пропорционального квадрату скорости, $r_H = 0,002$; коэффициент линейного трения между слоями $r_L = 2 \cdot 10^{-6}$ м/с; редуцированное ускорение свободного падения $0,032$ м/с²; параметр Кориолиса $f = f_0 + \beta y$, где $f_0 = 10^{-4}$ 1/с, $\beta = 2 \cdot 10^{-11}$ 1/с/м; толщина верхнего слоя в состоянии покоя $h_0 = 100$ м.

Для возбуждения движения водных масс на морской поверхности задавалось модельное поле касательного напряжения ветра $\tau(x, y, t)$, рассчитанное по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \tau_x(x, y, t) &= -\tau_0^x \cos\left(\frac{\pi x}{L} + \pi\left(\frac{1}{2} - \gamma S\right)\right) \cos\left(\frac{\pi y}{B}(1 - S)\right), \\ \tau_y(x, y, t) &= -\tau_0^y \sin\left(\frac{\pi x}{L} + \pi\left(\frac{1}{2} - \gamma S\right)\right) (1 - S) \frac{\left(\frac{x}{\Delta x}\right)^2 + 20000}{\left(\frac{L}{\Delta x}\right)^2 + 20000}, \end{aligned} \quad (1)$$

где τ_0^x, τ_0^y – постоянные для каждого эксперимента значения, задающие максимальную величину касательного напряжения ветра; $\gamma \in [0; 1]$ – подгоночный коэффициент, определяющий распространение зоны антициклонической завихренности на восток в летний период; L, B – размеры области интегрирования по осям X, Y соответственно; $S = 0,5 \cdot \sin^2(\pi t / 8640)$ – параметр, определяющий сезонный ход; t – время расчета в часах; Δx – шаг сетки вдоль оси X .

Полученное таким образом поле $\tau(x, y, t)$ имитирует основные особенности реального ветрового воздействия, а именно: циклонический характер интегральной завихренности касательного напряжения ветра, сезонную изменчивость завихренности τ и смещение максимума циклонической завихренности

в восточную половину бассейна [6, 12, 13]. Необходимо отметить, что перечисленные особенности оказывают важное влияние на формирование крупномасштабной циркуляции, наблюдаемой в Черном море [10].

Для лучшего представления на рис. 1, *a, b* приведены используемое в одном из экспериментов поле касательного напряжения ветра, полученное осреднением за один год рассчитанных по формуле (1) полей, и завихренность этого среднегодового поля. На рис. 1, *c – e* показана сезонная изменчивость завихренности напряжения ветра. Видно, что в зимний период знак $\text{rot}_z \tau$ над всем морем соответствует циклонической завихренности, максимум которой находится в восточной половине моря, а летом над западной частью моря располагается область антициклонической завихренности τ .

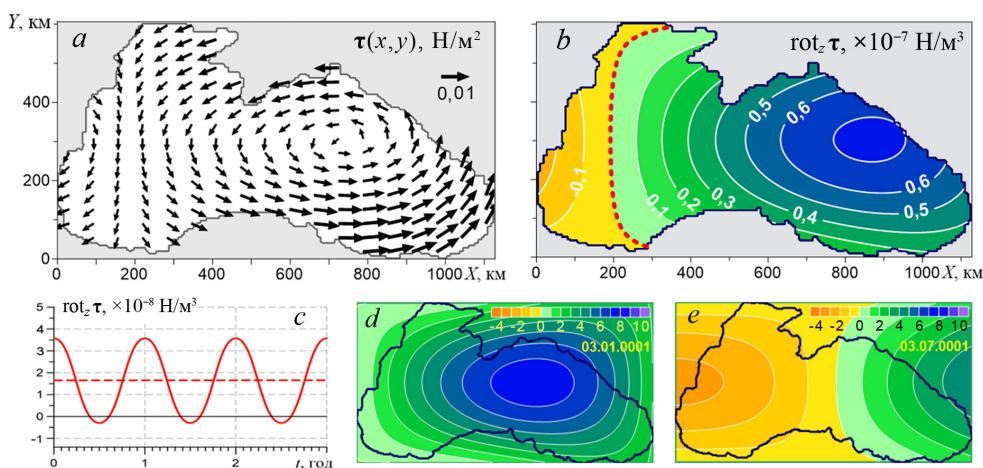


Рис. 1. Средние за год поля касательного напряжения ветра (*a*) и завихренности касательного напряжения ветра (*b*); годовой ход средней по акватории завихренности касательного напряжения ветра (*c*) (штриховая линия соответствует среднегодовому значению); мгновенные поля завихренности касательного напряжения ветра в начале января (*d*) и в начале июля (*e*)

Fig. 1. Annual average fields of the tangential wind stress (*a*) and the tangential wind stress vorticity (*b*); annual variation of the tangential wind stress vorticity average over the water area (*c*) (dashed line corresponds to the annual average value); instantaneous fields of the tangential wind stress vorticity at early January (*d*) and early July (*e*)

В используемой в настоящей работе версии модели в отличие от предыдущих версий [9, 10] при определении силы механического воздействия ветра на морскую поверхность вводится коррекция, которая учитывает влияние скорости поверхностных течений на величину касательного напряжения ветра. Аэродинамическая формула для расчета касательного напряжения ветра [8] в этом случае принимает следующий вид:

$$\tau^* = \rho_a C_d |U_a - u_1| (U_a - u_1), \quad (2)$$

где τ^* – касательное напряжение ветра с учетом поверхностного течения (Н/м^2); ρ_a – плотность воздуха (кг/м^3); $C_d = 1,3 \cdot 10^{-3}$ – эмпирический безразмерный коэффициент сопротивления морской поверхности; $U_a = (U_a, V_a)$ – скорость ветра на высоте 10 м над морем (м/с); $u_1 = (u_1, v_1)$ – скорость поверхностного течения (м/с).

Данная коррекция позволяет физически более правильно описать процесс обмена импульсом между атмосферой и морской поверхностью. В работах [14, 15] отмечается важность правильного расчета касательного напряжения ветра, воздействующего на морскую поверхность, поскольку это главная движущая сила, формирующая течения. Эмпирическая формула для расчета τ не учитывает движение поверхности моря, разницу температур воды и воздуха, которая влияет на приводную стратификацию атмосферы, взволнованность морской поверхности. Эти факторы могут играть большую роль в обмене импульсом между атмосферой и океаном и оказывать влияние на результаты моделирования. В данной работе приводится один из примеров, когда учет поверхностных течений при расчете касательного напряжения ветра оказывает воздействие на конечный результат.

Алгоритм расчета касательного напряжения ветра на каждом шаге интегрирования по времени следующий:

- сначала по формулам (1) рассчитываются горизонтальные компоненты касательного напряжения ветра (τ_x, τ_y) в узлах сетки над неподвижным морем;

- затем с использованием аэродинамической формулы $\tau = \rho_a C_d |U_a| U_a$ для неподвижной поверхности определяются горизонтальные компоненты скорости ветра на высоте 10 м (U_a, V_a), соответствующие рассчитанному выше касательному напряжению ветра: из $\tau = \rho_a C_d |U_a| U_a$ следует $\tau_x = \rho_a C_d |U_a| U_a$, $\tau_y = \rho_a C_d |U_a| V_a$, $|\tau| = \rho_a C_d |U_a|^2$, в результате получим

$$U_a = \frac{\tau_x}{\rho_a C_d |U_a|}, \quad V_a = \frac{\tau_y}{\rho_a C_d |U_a|}, \quad |U_a| = \sqrt{\frac{|\tau|}{\rho_a C_d}}, \quad \text{где } |\tau| = \sqrt{\tau_x^2 + \tau_y^2};$$

- после вычисления U_a, V_a пересчитываются горизонтальные компоненты касательного напряжения ветра по формуле (2), в которой учитываются скорости поверхностных течений:

$$\begin{aligned} \tau_x^* &= \rho_a C_d |U_a - u_1| (U_a - u_1), \\ \tau_y^* &= \rho_a C_d |U_a - u_1| (V_a - v_1), \\ |U_a - u_1| &= \sqrt{(U_a - u_1)^2 + (V_a - v_1)^2}. \end{aligned}$$

Значения τ_x^*, τ_y^* – компоненты τ^* , полученные после коррекции, используются в уравнениях модели. В результате коррекции значения τ^* получаются меньше, чем τ , соответственно меньшей получается и завихренность τ^* .

Интегрирование по времени во всех представленных экспериментах проводилось из состояния покоя на многолетний период, достаточный для того, чтобы считать полученное решение статистически равновесным. Это означает, что при осреднении за некоторый (достаточно большой) отрезок времени все средние характеристики модели должны оставаться постоянными с заданной точностью. Такой временной период условимся называть статистически равновесным, или периодом статистического равновесия.

Была проведена серия экспериментов, которые отличались между собой интенсивностью задаваемого поля касательного напряжения ветра $\tau(x, y, t)$. При этом характер изменчивости поля $\tau(x, y, t)$ оставался неизменным. В каждом отдельном эксперименте касательное напряжение ветра имело только периодическую сезонную изменчивость, а межгодовая изменчивость отсутствовала. Технически это заключалось в увеличении с некоторым шагом постоянных значений τ_0^x, τ_0^y , используемых в формулах (1) при переходе от предыдущего эксперимента к следующему. В качестве характеристики ветрового воздействия в работе использована средняя за год и по акватории моря завихренность касательного напряжения ветра $T = \langle \text{rot}_z \tau(x, y, t) \rangle$, которая для каждого отдельного эксперимента являлась постоянной величиной (угловые скобки означают осреднение по пространству, черта сверху – осреднение по времени).

Критерием интенсивности циркуляции, как уже говорилось, были выбраны средние по акватории моря значения кинетической энергии в двух слоях K_1, K_2 и доступной потенциальной энергии P . Для их вычисления использовались следующие формулы:

$$K_1 = \rho_1 \left\langle h_1 \frac{\mathbf{u}_1^2}{2} \right\rangle, \quad K_2 = \rho_2 \left\langle h_2 \frac{\mathbf{u}_2^2}{2} \right\rangle, \quad P = \rho_2 g' \left\langle \frac{(h_1^2 - h_0^2)}{2} \right\rangle,$$

где ρ_1, ρ_2 – плотность воды в верхнем и нижнем слоях; h_1, h_2 – толщины верхнего и нижнего слоев; $\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2$ – скорости течений в слоях; h_0 – толщина верхнего слоя в состоянии покоя.

Кроме значений K_1, K_2, P при анализе результатов экспериментов также вычислялись и анализировались осредненные по площади моря составляющие энергетического баланса, которые представляют собой потоки энергии, или работу в единицу времени (мощность) сил, воздействующих на водные массы и приводящих к изменению K_1, K_2, P [16]. Наиболее важным из этих потоков для данной работы является поток поступающей в море энергии от ветра (ветровая накачка) $W_\tau = \rho_1 \langle \tau^* \cdot \mathbf{u}_1 \rangle = \rho_1 \langle |\tau^*| \cdot |\mathbf{u}_1| \cdot \cos(\alpha) \rangle$, где α – угол между векторами τ^* и $\mathbf{u}_1$. Поскольку $|\tau^*| \cdot \cos(\alpha) \leq |\tau| \cdot \cos(\alpha)$, то можно констатировать, что вводимая в модели коррекция приводит к уменьшению потока энергии, направленного от ветра в море.

Анализ результатов численных экспериментов

Анализ удобно начать с эксперимента, в котором было использовано поле касательного напряжения ветра с наименьшей из всех проведенных экспериментов интенсивностью: средняя за год и по акватории моря завихренность касательного напряжения ветра T составляла $1,5 \cdot 10^{-8} \text{ Н/м}^3$. На рис. 2 для этого эксперимента приведены графики временного хода осредненных по акватории моря доступной потенциальной и кинетической энергий, а также потока энергии, передаваемой от ветра в море.

При сопоставлении графиков энергий видно, что кинетическая энергия течений в верхнем слое K_1 и доступная потенциальная энергия P хорошо коррелируют между собой (рис. 2, а, б). Коэффициент корреляции, рассчитанный

для этих характеристик на временном промежутке 0–50 лет, равен 0,92, что указывает на сильную линейную зависимость между ними. Это является следствием квазигеострофичности крупномасштабных движений и гидростатичности модели.

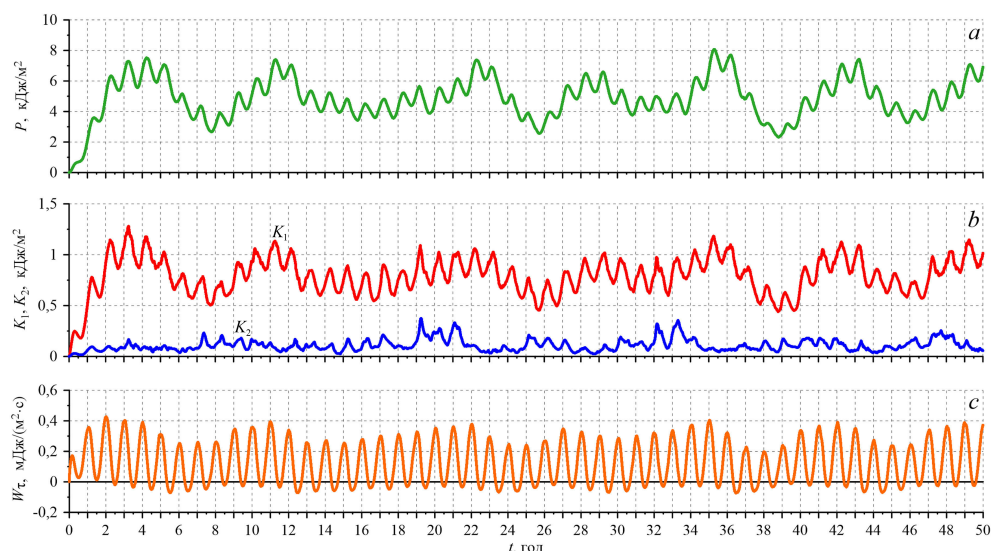


Рис. 2. Временная изменчивость осредненных по акватории моря энергий P (a), K_1 , K_2 (b) и потока энергии от ветра W_τ (c)

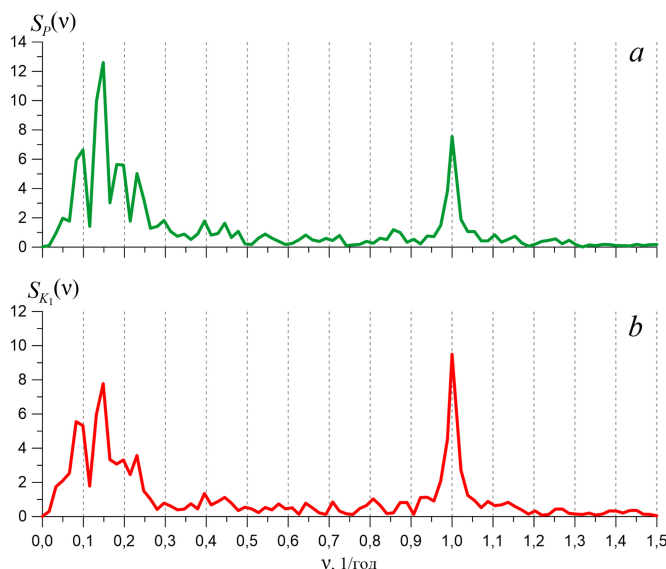
Fig. 2. Temporal variability of the sea area averaged energies P (a), K_1 , K_2 (b), and the wind-induced energy flux W_τ (c)

Кинетическая энергия течений в нижнем слое K_2 принимает значения, меньшие по сравнению с K_1 и P , и имеет очень слабую линейную корреляцию с ними (соответствующие коэффициенты корреляции равны 0,27 и 0,01). Отсюда следует вывод, что для оценки интенсивности циркуляции в верхнем слое можно использовать либо K_1 , либо P , а K_2 лучше применять только для оценки интенсивности циркуляции в нижнем слое.

Согласно рис. 2, временная изменчивость энергетических характеристик верхнего слоя в первом эксперименте включает в себя сезонную изменчивость и значительные межгодовые колебания с периодом 6–8 лет, которые хорошо проявляются в частотных спектрах P и K_1 (рис. 3).

Сезонная изменчивость интенсивности черноморских течений в зависимости от завихренности касательного напряжения ветра над акваторией моря достаточно хорошо изучена, понятна и не вызывает серьезных вопросов. В годовом ходе интенсивность крупномасштабной циркуляции изменяется вслед за потоком энергии, поступающей в море от ветра (рис. 2, c), с отставанием по фазе примерно на 3 мес. Данная задержка связана с тем, что для формирования градиентных течений циклоническому ветру необходимо переместить в верхнем слое моря в направлении к берегу большие массы воды, а на это требуется некоторое время. В рассматриваемом эксперименте данный временной сдвиг составил ~ 3 мес, или четверть годового периода, но, вероятно, он может быть

немного меньше или больше в зависимости от характеристик внешнего воздействия (данный вопрос требует дальнейшего изучения).

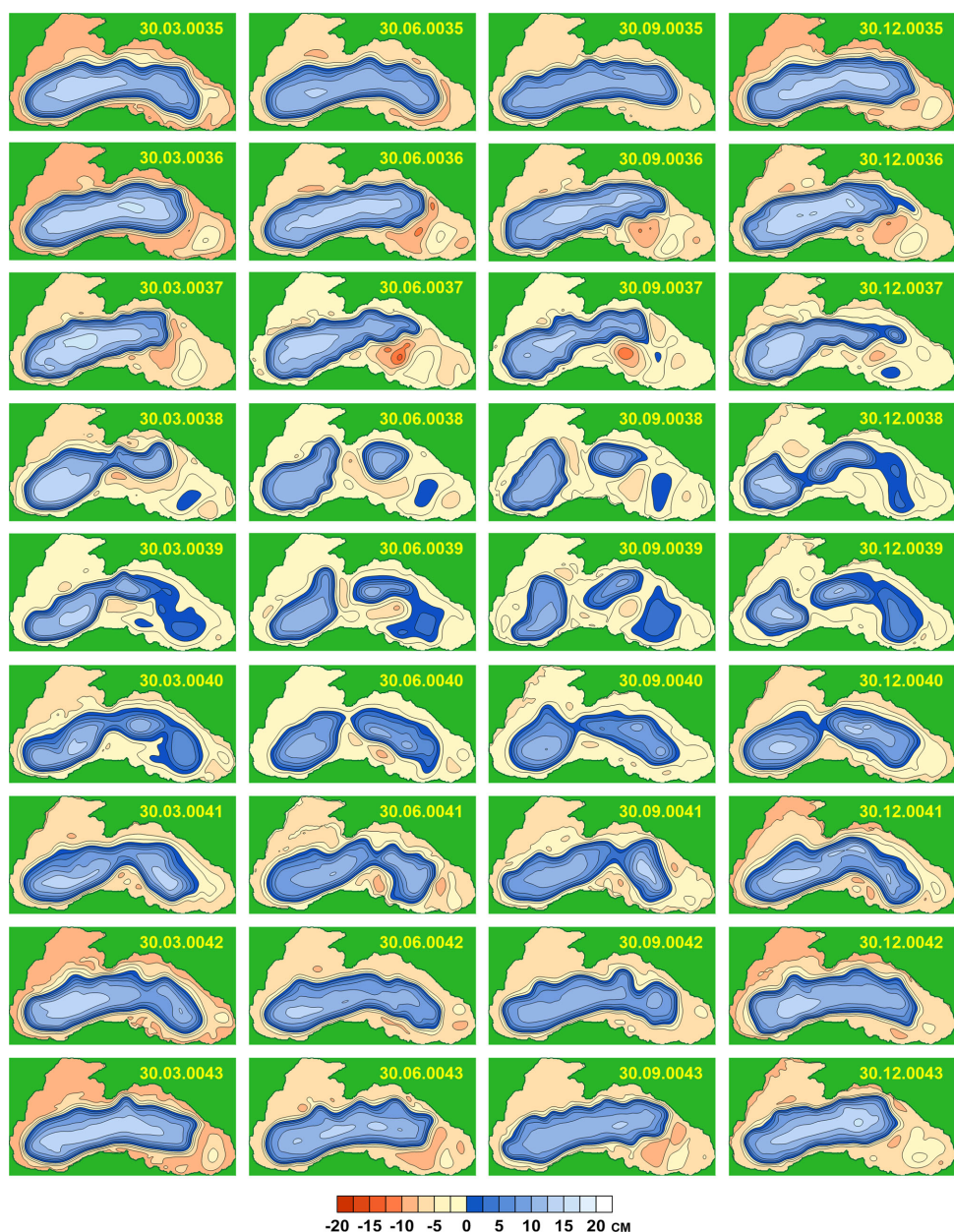


Р и с. 3. Частотные спектры средних по акватории энергий P (a) и K_1 (b)
F i g. 3. Frequency spectra of the water area average energies P (a) and K_1 (b)

Что касается упомянутых ранее колебаний энергии с периодом несколько лет, то их проявление оказалось неожиданным, учитывая отсутствие в модели межгодовой изменчивости внешнего ветрового фактора. Последнее обстоятельство дает основание классифицировать полученную в экспериментах межгодовую изменчивость интенсивности циркуляции как автоколебательный процесс. Автоколебания – это незатухающие колебания, поддерживаемые внешним источником энергии, поступление которой регулируется самой колебательной системой¹. При сопоставлении колебаний энергии с изменением ее притока от ветра в море (рис. 2) можно отметить, что снижение интенсивности общей циркуляции происходит в годы, когда ветровая накачка уменьшается. Других причин, вызывающих уменьшение энергии, таких как, например, увеличение диссипации энергии вследствие придонного трения и/или горизонтальной турбулентной вязкости, выявлено не было.

Далее постараемся разобраться в причинах ослабления ветровой накачки. Поток ветровой энергии, поступающей в море, представляет собой работу в единицу времени (мощность) силы трения ветра по перемещению водной массы. Как отмечалось выше, он равен скалярному произведению векторов касательного напряжения ветра и скорости течения на поверхности моря, а значит, зависит от угла α между этими векторами. Поскольку в рассматриваемых экспериментах поля напряжения ветра задаются строго по формуле (1) и не имеют межгодовой изменчивости, то меняться от года к году могут только векторы скорости поверхностных течений.

¹ Харкевич А.А. Автоколебания. М. : ЛИБРОКОМ, 2009. 76 с.



Р и с. 4. Последовательные мгновенные поля уровня моря ζ (см) при $T = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ H/m}^3$ (формат времени – ДД.ММ.ГГГГ)

F i g. 4. Successive instantaneous sea level fields ζ (cm) at $T = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ H/m}^3$ (time format – day/month/year)

Для понимания специфики изменчивости циркуляции в верхнем слое рассмотрим последовательные карты уровня моря $\zeta(x, y)$, построенные по данным рассматриваемого эксперимента за 9 модельных лет (35–43-й годы) с частотой 3 мес (рис. 4). Выбранный период соответствует одному полному циклу рас-

смаатриваемых колебаний энергетических характеристик (рис. 2). Пространственное распределение ζ вследствие квазигеострофичности движений рассматриваемых масштабов [17] дает хорошее представление о течениях в верхнем слое моря: изолинии ζ совпадают с линиями тока, а их сгущение соответствует положению струи Основного Черноморского течения (ОЧТ).

В результате визуального анализа мгновенных полей уровня моря установлено, что в годы, в которые наблюдался максимальный приток энергии от ветра в море, крупномасштабная циркуляция представляла собой один большой циклонический круговорот ОЧТ, который имел наибольшее распространение по площади моря (рис. 4, 35-й год). Подобная циркуляция в рассматриваемом эксперименте формировалась в 4, 11, 22, 35, 42-й годы. Большой приток энергии приводит к еще большей интенсификации течений (рис. 4, 30.03.0036), поэтому в годы, в начале которых W_τ был максимален, отмечались наибольшие значения P , K_1 . Таким образом, работает положительная обратная связь между интенсивностью циркуляции и притоком энергии от ветра. В используемой версии модели данная обратная связь имеет ограничение по максимуму за счет коррекции касательного напряжения ветра, вследствие чего скорость поверхностного течения не может превышать скорости ветра, который это течение вызывает.

В годы с максимальным притоком энергии (в рассматриваемом цикле это 35-й год) в летний период струя ОЧТ, расположенная над свалом глубин в восточной части моря, отходила от берега и начинала перемещаться в западном направлении со скоростью $\sim 0,5\text{--}0,8$ см/с, что приводило к сжатию крупномасштабного круговорота ОЧТ с восточной стороны и его смещению в западную часть бассейна. Этот процесс продолжался в осенне-зимний период 35-го года и далее – в течение всего 36-го года. Перемещение струи ОЧТ в восточной половине моря приводило к рассогласованию полей τ и u_1 и, как следствие, – к уменьшению притока ветровой энергии в море, что в свою очередь способствовало снижению интенсивности циркуляции.

Описанный механизм обеспечивает отрицательную обратную связь, необходимую для существования автоколебаний. Скорость перемещения струи ОЧТ с востока на запад соответствует фазовой скорости первой моды бароклинной волны Россби [18], которая для двухслойной жидкости может быть вычислена по формуле $C_R = -\beta R_1^2 = -\beta (\sqrt{g'h_0}/f_0)^2$, где R_1 – бароклиный радиус деформации Россби. С учетом заданных в модели значений параметров $C_R = -0,64$ см/с, что вполне согласуется с полученными результатами.

Далее в эксперименте в течение 37-го года происходило дальнейшее сжатие циклонического круговорота в западную часть бассейна и снижение интенсивности крупномасштабной циркуляции. Но уже в зимний период 37–38-го года и весной 38-го года в восточной части бассейна появились признаки образования новой (еще слабой) циклонической циркуляции, которая летом и осенью 38-го года разваливалась на несколько отдельных циклонических вихрей. В следующие 39–41-й годы в бассейне формировались новые крупномасштабные течения на фоне оставшегося от прежней циркуляции ослабленного циклонического круговорота в западной части моря. Характерной особенностью

циркуляции в эти годы было ее разделение в летний период на отдельные крупномасштабные циклоны – «очки Книповича».

В марте 42-го года циклонический круговорот ОЧТ достиг своего максимального распространения, как в 35-м году, и далее цикл трансформации течений повторился.

В работе Г. Ф. Сафронова ², посвященной исследованию влияния ветрового воздействия на двухслойную жидкость, показано, что сезонная изменчивость внешнего ветрового воздействия в двухслойном море должна приводить к гидродинамической неустойчивости крупномасштабного течения и образованию у восточного берега моря бароклинных волн Россби. Можно предположить, что отрыв струи ОЧТ от восточного берега в годы с максимальной интенсивностью циркуляции является результатом такого процесса. Необходимо отметить, что формирование волн Россби в бассейне в другие годы также происходило, но при отсутствии мощной ветви ОЧТ у восточного берега изменение поля скорости в верхнем слое моря при прохождении этих волн не приводило к резкому ослаблению W_{τ} .

В следующих экспериментах при последовательном усилении интенсивности касательного напряжения ветра и увеличении его средней завихренности до значения $T = 1,85 \cdot 10^{-8} \text{ Н/м}^3$ не происходило существенных изменений в характере крупномасштабной циркуляции, рассмотренной для первого эксперимента (рис. 4). Наблюдался только пропорциональный T рост значений энергетических характеристик (рис. 5 *a, b*). Но при T , равной $1,90 \cdot 10^{-8} \text{ Н/м}^3$ и более, полученные ранее колебания интенсивности крупномасштабной циркуляции перестали проявляться, остались только ее сезонные изменения, при которых циркуляция усиливалась в зимний и весенний сезоны, а летом вследствие обострения гидродинамической неустойчивости течений при ослаблении ветровой накачки активизировалось меандрирование ОЧТ (рис. 5, *c, d*).

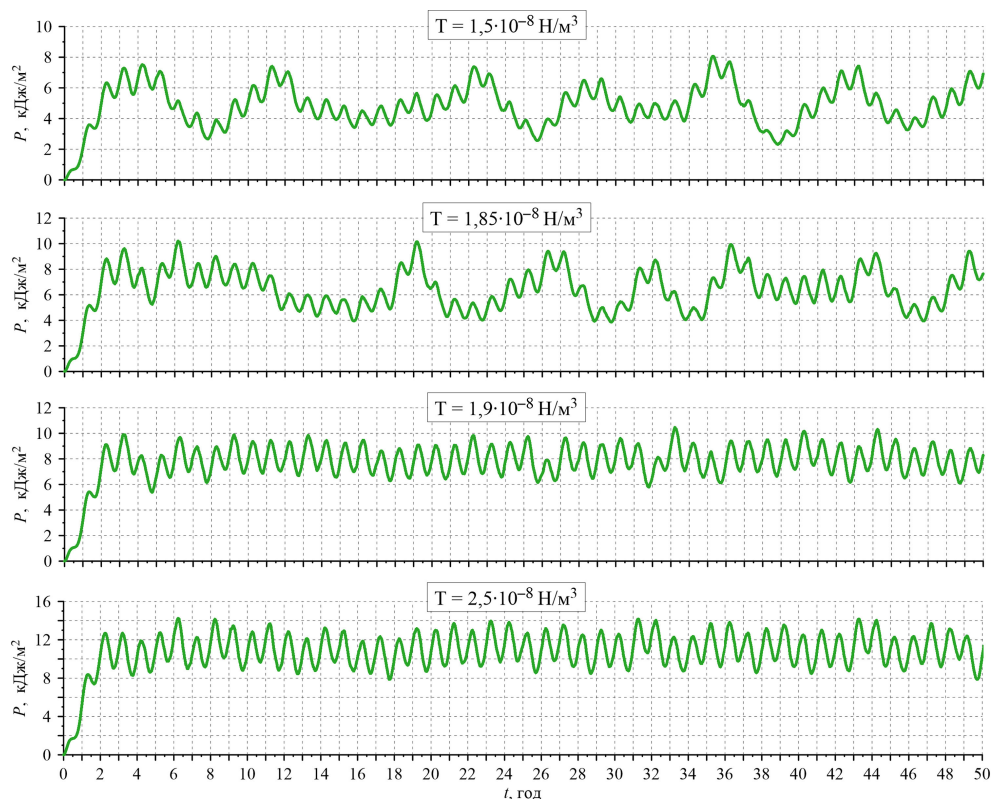
Отсутствие генерации многолетних колебаний энергии течений при больших значениях T можно объяснить прекращением отрыва и перемещения струи ОЧТ на востоке бассейна в летние периоды (рис. 6), что выключило из работы описанный выше механизм обратной связи, приводящий к уменьшению потока W_{τ} .

Самое простое объяснение причины стационарирования ОЧТ при усилении ветрового воздействия состоит в том, что для формирования волны Россби в виде отрыва течения от восточного склона бассейна при летнем уменьшении $\text{rot}_{\tau} \tau$ просто не хватает времени. На рис. 6 можно заметить, что в летние месяцы струя ОЧТ на востоке моря начинает движение на запад, но усиление завихренности напряжения ветра осенью – зимой возвращает ОЧТ на прежнее место.

Другой возможной причиной, по которой волна Россби не возникает и положение восточной струи ОЧТ сохраняется, могут быть более мощные течения, образующиеся в нижнем слое моря вследствие более сильной завихренности напряжения ветра. Во время летнего ослабления ветровой накачки эти

² Сафронов Г. Ф. Возбуждение длинных волн в океане крупномасштабными изменениями в поле касательного напряжения ветра. М. : Гидрометеиздат, 1985. 108 с.

течения способны поддерживать P и K_1 . Согласно закону о сохранении потенциального вихря, течения в нижнем слое вынужденно следуют вдоль изобат и бароклинной волне Россби не хватает мощности, чтобы оторвать их от материкового склона.

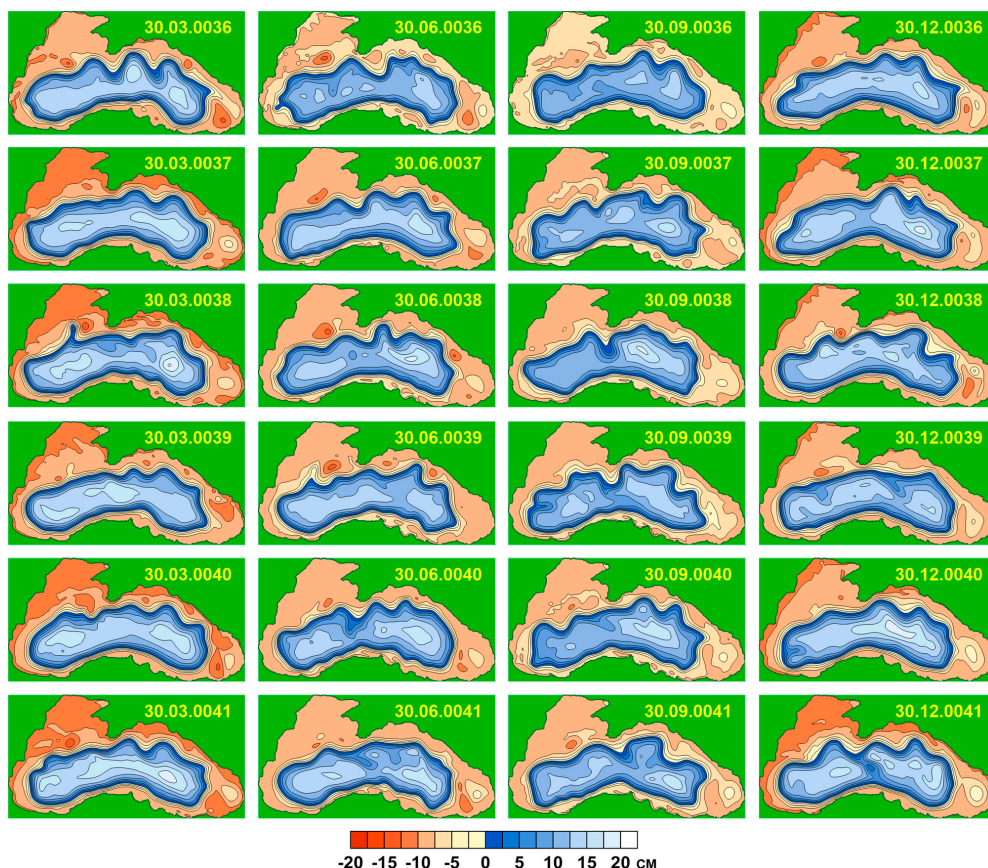


Р и с. 5. Изменение осредненной по акватории моря доступной потенциальной энергии в экспериментах при различных значениях T

F i g. 5. Change in the sea area averaged available potential energy in the experiments at different values T

Представленные особенности формирования течений под действием периодического ветра в некотором смысле согласуются с результатами лабораторного моделирования [6] по изучению реакции установившегося движения двухслойной жидкости во вращающемся бассейне на изменчивость внешнего ветрового воздействия. В лабораторных экспериментах при прекращении действия ветра на короткий промежуток времени с последующим его возобновлением общая круговая циркуляция в бассейне восстанавливалась. Если промежуток времени с «отключенным» ветром увеличивался, то после его возобновления прежняя циркуляция не восстанавливалась, а распадалась на отдельные вихри, которые перемещались к центру бассейна. При этом вдоль берега начинала формироваться новая круговая циркуляция. В численных экспериментах, рассмотренных в данной работе, менялась не продолжительность ветрового воздействия, а его средняя интенсивность, но полученные результаты сходны:

также были получены два режима течений с восстановлением прежней циркуляции и формированием новой.



Р и с. 6. Последовательные мгновенные поля уровня моря ζ (см) при $T = 1,90 \cdot 10^{-8} \text{ Н/м}^3$ (формат времени – ДД.ММ.ГГГГ)

F i g. 6. Successive instantaneous sea level fields ζ (cm) at $T = 1.90 \cdot 10^{-8} \text{ Н/м}^3$ (time format – day/month/year)

Закключение

Проведенные численные эксперименты показали, что при воздействии на морскую поверхность периодического сезонно меняющегося ветра в Черном море в зависимости от величины среднегодовой завихренности напряжения ветра возможны два режима крупномасштабной циркуляции.

Первый режим может существовать при малых значениях среднегодовой завихренности касательного напряжения ветра. Этот режим характеризуется наличием значительной межгодовой изменчивости интенсивности циркуляции в виде колебаний с периодом 6–8 лет. По своей сути такие колебания являются автоколебаниями, в которых ключом, обеспечивающим обратную связь, выступает зависимость потока поступающей в море ветровой энергии от изменения положения струи ОЧТ, вызванного формированием у восточной границы и дальнейшим перемещением на запад бароклинной волны Россби.

Сезонная изменчивость внешних ветровых условий способствует ежегодному формированию таких волн. Но существенное воздействие на поток энергии, поступающей от ветра в море, волны Россби оказывают только в том случае, если под их влияние попадает мощный поток ОЧТ в восточной части моря.

В настоящей работе установлено, что для существования автоколебаний интенсивности циркуляции необходимо, чтобы средняя за год и по акватории моря величина завихренности касательного напряжения ветра T не превышала некоторого порогового значения, которое в представленных расчетах составило $1,85 \cdot 10^{-8} \text{ Н/м}^3$. При T , равной $1,90 \cdot 10^{-8} \text{ Н/м}^3$ и более, формировался уже другой режим циркуляции, при котором вышеуказанные автоколебания не образовывались, а интенсивность крупномасштабной циркуляции определялась величиной завихренности касательного напряжения ветра. Колебания энергии в этом случае имели только сезонный ход, а ограничение потока энергии в море происходило вследствие меандрирования ОЧТ, которое усиливалось в летний период.

Наблюдаемая величина среднегодовой завихренности напряжения трения ветра над акваторией Черного моря составляет $1,67 \cdot 10^{-8} \text{ Н/м}^3$, что меньше указанного выше порогового значения. Следовательно, многолетние колебания интенсивности циркуляции, обусловленные внутренней динамикой моря, с большой вероятностью могут присутствовать в данных наблюдений. Отметим, что использование в работе коррекции при расчете напряжения ветра привело к существенному увеличению порогового значения для завихренности напряжения ветра, ниже которого в модели возникали автоколебания интенсивности циркуляции. Без коррекции пороговое значение T было бы равно $\sim 1,20 \cdot 10^{-8} \text{ Н/м}^3$ и существование в Черном море вышеописанных автоколебаний считалось бы маловероятным.

Основной вывод данной работы состоит в том, что кроме изменения величины касательного напряжения ветра и величины его средней по акватории завихренности на интенсивность крупномасштабной циркуляции в Черном море существенное влияние могут оказывать гидродинамические процессы в верхнем слое моря, вызванные сезонной изменчивостью ветровых условий над морской поверхностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коротаев Г. К. О причине сезонного хода циркуляции Черного моря // Морской гидрофизический журнал. 2001. № 6. С. 14–20. EDN YVONDN.
2. Stanev E. V. Understanding Black Sea Dynamics: Overview of Recent Numerical Modeling // Oceanography. 2005. Vol. 18, iss. 2. P. 56–75. doi:10.5670/oceanog.2005.42
3. Полонский А. Б., Шокурова И. Г. Изменения сезонного хода геострофической циркуляции в Черном море // Морской гидрофизический журнал. 2010. № 1. С. 16–31. EDN RPJKSS.
4. Сезонная и межгодовая изменчивость гидрофизических полей Черного моря, восстановленных на основе реанализа за период 1971–1993 гг. / В. В. Кныш [и др.] // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47, № 3. С. 433–446. EDN NWCJDF.
5. Реанализ сезонной и межгодовой изменчивости полей Черного моря за 1993–2012 гг. / Г. К. Коротаев [и др.] // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52, № 4. С. 475–487. doi:10.7868/S0002351516040076

6. Бассейновая циркуляция и мезомасштабная динамика Черного моря под ветровым воздействием / А. Г. Зацепин [и др.] // Современные проблемы динамики океана и атмосферы : сборник статей, посвященный 100-летию со дня рождения П. С. Линейкина. Москва : Триада ЛТД, 2010. С. 347–368. EDN TVXEMZ.
7. Полонский А. Б., Шокурова И. Г. Многолетняя изменчивость завихренности касательного напряжения трения ветра над Черным морем по данным реанализа // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2011. № 24. С. 182–189. EDN WDNWER.
8. Шокуров М. В., Шокурова И. Г. Завихренность напряжения трения ветра на поверхности Черного моря при различных ветровых режимах // Морской гидрофизический журнал. 2017. № 6. С. 13–26. doi:10.22449/0233-7584-2017-6-13-26
9. Павлушин А. А. Численное моделирование крупномасштабной циркуляции и вихревых структур в Черном море // Труды Государственного океанографического института. 2018. № 219. С. 174–194. EDN UTDXPY.
10. Павлушин А. А., Шапиро Н. Б., Михайлова Э. Н. Влияние сезонной изменчивости завихренности ветра на структуру циркуляции в Черном море // Морской гидрофизический журнал. 2018. Т. 34, № 5. С. 373–388. doi:10.22449/0233-7584-2018-5-373-388
11. Иванов В. А., Белокопытов В. Н. Океанография Черного моря. Севастополь : МГИ НАН Украины, 2011. 212 с. EDN XPERZR.
12. Ефимов В. В., Анисимов А. Е. Климатические характеристики изменчивости поля ветра в Черноморском регионе – численный реанализ региональной атмосферной циркуляции // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47, № 3. С. 380–392. EDN NWCJAN.
13. Ефимов В. В., Юровский А. В. Формирование завихренности поля скорости ветра в атмосфере над Черным морем // Морской гидрофизический журнал. 2017. № 6. С. 3–12. doi:10.22449/0233-7584-2017-6-3-12
14. Ferrari R., Wunsch C. Ocean Circulation Kinetic Energy: Reservoirs, Sources, and Sinks // Annual Review of Fluid Mechanics. 2009. Vol. 41. P. 253–282. doi:10.1146/annurev.fluid.40.111406.102139
15. Modulation of Wind Work by Oceanic Current Interaction with the Atmosphere / L. Renault [et al.] // Journal of Physical Oceanography. 2016. Vol. 46, iss. 6. P. 1685–1704. doi:10.1175/JPO-D-15-0232.1
16. Павлушин А. А., Шапиро Н. Б., Михайлова Э. Н. Энергетические переходы в двухслойной вихреразрешающей модели Черного моря // Морской гидрофизический журнал. 2019. Т. 35, № 3. С. 201–219. doi:10.22449/0233-7584-2019-3-201-219
17. Numerical Models of Oceans and Oceanic Processes / Eds. L. H. Kantha, C. A. Clayson. Elsevier Inc., 2000. P. 1–940. (International Geophysics Book series; vol. 66). doi:10.1016/s0074-6142(00)x8001-1
18. Белоненко Т. В., Колдунов В. В., Фукс В. Р. О стояче-поступательных волнах Россби в море и океане // Вестник Санкт-Петербургского университета. Серия 7. Геология. География. 2012. № 2. С. 91–103. EDN OZGGKX.

Об авторе:

Павлушин Андрей Александрович, младший научный сотрудник, отдел динамики океанических процессов, ФГБУН ФИЦ МГИ (299011, Россия, г. Севастополь, ул. Капитанская, д. 2), **ResearcherID: R-4908-2018**, pavlushin@mhi-ras.ru

Критические уровни бризовой циркуляции в рамках линейной теории

М. В. Шокуров , Н. Ю. Краевская

Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия
 shokurov.m@gmail.com

Поступила в редакцию 22.06.2022; одобрена после рецензирования 22.08.2022;
принята к публикации 09.09.2022.

Аннотация

Цель. Цель настоящей работы – получить решение в линейной постановке задачи о влиянии критических уровней на инерционно-гравитационную волну с масштабом, характерным для бризовой циркуляции, при наличии перпендикулярного берегу среднего фоновое синоптического ветра с вертикальным сдвигом скорости.

Методы и результаты. Для решения поставленной задачи использовалось обобщенное уравнение Тейлора – Гольдштейна с учетом вращения Земли. Анализ значений коэффициентов показал, что на экваторе для генерируемой источником тепла на поверхности гравитационной внутренней волны с суточной частотой существует единственный критический уровень, на котором волна поглощается. В тропиках инерционно-гравитационная волна суточного периода проходит два критических уровня и расположенную между ними область затухания. В средних широтах генерируемая волна, начиная с поверхности, находится в зоне затухания, проходит критический уровень и распространяется выше него. Для анализа поведения решения рассматривалась задача Коши о прохождении волны через критический уровень. Решение вблизи критического уровня было получено численно.

Выводы. Для выбранных значений стратификации и скорости фоновое ветра рассчитаны коэффициенты поглощения вертикального потока импульса на экваторе и потока момента импульса в тропиках и средних широтах. Значение коэффициента поглощения на экваторе полностью согласуется с результатами работ, опубликованных ранее. Сравнивая значения коэффициентов поглощения вертикального потока импульса/момента импульса на разных широтах, можно отметить, что наибольшее затухание происходит на 15° , наименьшее – на 45° .

Ключевые слова: линейная теория, бризовая циркуляция, внутренние гравитационные волны, критический уровень, стратификация, сдвиговое течение

Благодарности: работа выполнена в рамках государственного задания по теме FNNN-2021-0002 «Фундаментальные исследования процессов взаимодействия в системе океан – атмосфера, определяющих региональную пространственно-временную изменчивость природной среды и климата». Авторы благодарят рецензента за полезные замечания, которые способствовали улучшению статьи.

Для цитирования: Шокуров М. В., Краевская Н. Ю. Критические уровни бризовой циркуляции в рамках линейной теории // Морской гидрофизический журнал. 2022. Т. 38, № 6. С. 620–636. EDN HXGABB. doi:10.22449/0233-7584-2022-6-620-636

Critical Levels of the Sea Breeze Circulation within the Framework of Linear Theory

M. V. Shokurov , N. Yu. Kraevskaya

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

 shokurov.m@gmail.com

Abstract

Purpose. The present paper is aimed at solving (within the framework of linear theory) a problem on the influence of critical levels on an inertia-gravity wave with the scale typical of the sea breeze circulation in the presence of an average background synoptic flow (perpendicular to the coast) with a vertical shear.

Methods and Results. To solve the problem, the generalized Taylor – Goldstein equation was used with the regard for rotation. The coefficients' behavior, having been analyzed, showed that at the equator, for a gravity internal wave (generated by a heat source on the surface) with the daily frequency, there existed a single critical level, at which the wave was absorbed. In the tropics, an inertia-gravity wave of the daily period passes through two critical levels and the attenuation region located between them. At the mid-latitudes, the generated wave, starting from the surface, is in the attenuation zone, then passes the critical level and propagates above it. To analyze the solution behavior, the Cauchy problem on the wave passage through the critical level was solved. The solution near the critical level was obtained numerically.

Conclusions. For the selected values of stratification and background wind speed, the absorption coefficients of the vertical momentum flux were calculated for the equator and those of the vertical angular momentum flux – for the tropics and middle latitudes. The absorption coefficient value at the equator is in complete agreement with the results obtained in the earlier published papers. Comparing the values of the absorption coefficients of the vertical momentum flux/vertical angular momentum flux at different latitudes, one can note that the strongest attenuation takes place at 15°, and the weakest one – at 45°.

Keywords: linear theory, sea breeze circulation, internal gravity waves, critical level, stratification, shear flow

Acknowledgment: the investigation was carried out within the framework of the state assignment on theme FNNN-2021-0002 “Fundamental studies of the processes of interaction in the ocean-atmosphere system, which determine the regional spatial and temporal variability of the natural environment and climate”. The authors are thankful to the reviewer for the useful comments that contributed to improving the article.

For citation: Shokurov, M.V. and Kraevskaya, N.Yu., 2022. Critical Levels of the Sea Breeze Circulation within the Framework of Linear Theory. *Physical Oceanography*, 29(6), pp. 602-618. doi:10.22449/1573-160X-2022-6-602-618

Введение

Бризовая циркуляция – распространенное явление вблизи берегов водоемов. Формируясь в прибрежных регионах, бриз оказывает влияние на погоду и климат этих областей.

Для исследования бризовой циркуляции используются различные подходы: аналитическая теория [1–3], натурные измерения [4–6], лабораторный эксперимент [7, 8], численное моделирование [9–11], теория подобия [12–14].

Основные черты и механизмы бризовой циркуляции хорошо описываются линейной теорией, в рамках которой бриз является внутренней инерционно-гравитационной волной, генерируемой источником тепла в атмосферном пограничном слое в результате дневного нагрева и ночного охлаждения. Линей-

ная теория бризовой циркуляции развивалась с конца 1940-х гг. [1, 15]. Отметим несколько важных работ, в которых использовались два разных подхода к описанию источника тепла.

В первой работе [16] использовалась классическая постановка линейной задачи о бризовой циркуляции: бриз развивался после формирования атмосферного поверхностного слоя в результате конвективного турбулентного перемешивания. Турбулентное перемешивание описывалось с использованием постоянных коэффициентов турбулентной вязкости и теплопроводности. Результирующее уравнение для функции тока имело шестой порядок, что значительно усложняло анализ решений. Сами линейные уравнения приходилось решать численно.

Во второй работе [2] распределение тепла по вертикали и горизонтали задавалось явно и исследовалась только динамическая реакция на источник тепла. Важным результатом указанной работы было выделение двух режимов бризовой циркуляции в зависимости от широты – двух лучей внутренних инерционно-гравитационных волн, излучаемых от берега, в тропиках и локализованной по вертикали бризовой ячейки в средних широтах.

Простота подхода работы [2] позволила рассмотреть аналогичным образом взаимодействие бризовой циркуляции с вертикально однородным синоптическим ветром. Эта задача рассматривалась в нескольких работах без учета силы Кориолиса [17] и в более общем случае [18, 19]. Наличие среднего фонового синоптического ветра приводит к следующим двум эффектам: во-первых, волны, излучаемые от линии берега, становятся асимметричными; во-вторых, над линией берега генерируется пакет стоячих коротких (квазистационарных) волн, аналогичных волнам, наблюдающимся при обтекании горного рельефа.

В реальных синоптических ситуациях профиль ветра редко является вертикально однородным. Как правило, присутствует вертикальный сдвиг скорости ветра. Известно, что наличие этого сдвига приводит к образованию критических уровней на определенных высотах, где частота внутренних волн с учетом доплеровского сдвига обращается в ноль [20].

Задача о поведении внутренних волн в окрестности критического уровня является классической и исследуется начиная с 1960-х гг. [20–24]. Математически задача сводится к решению уравнения завихренности для малых возмущений стратифицированного сдвигового течения (уравнения Тейлора – Гольдштейна). В рамках этого уравнения рассматривалась задача о развитии неустойчивости при малых значениях числа Ричардсона и задача о поведении малых устойчивых возмущений. Следует отметить, что в настоящей работе в отличие от [20–24] используется неоднородное уравнение Тейлора – Гольдштейна с градиентом источника тепла в правой части.

Поведение чисто гравитационных внутренних волн в окрестности критического уровня при отсутствии вращения Земли описано в работе [20]. Одним из основных результатов указанной работы является описание сильного поглощения внутренней волны на критическом уровне, увеличивающегося с ростом числа Ричардсона.

Учет вращения Земли усложняет задачу. Обобщение уравнения Тейлора – Гольдштейна с учетом вращения Земли было выполнено в работах [22, 23]: обнаружено расщепление критического уровня на два, при этом частота волны

с учетом доплеровского сдвига на критическом уровне равна плюс/минус параметру Кориолиса. Амплитуда волны уменьшается при прохождении критического уровня так же, как и без учета вращения. При этом влияние вращения значительно только вблизи критического уровня, а вдали от него решения с учетом и без учета вращения совпадают.

В задаче о бризовой циркуляции учет вращения Земли необходим, поскольку суточная частота теплового источника указанной циркуляции сравнима с величиной параметра Кориолиса.

Задача о влиянии критического уровня на бризовую циркуляцию на экваторе была рассмотрена сравнительно недавно [25]. Основным результатом заключался в том, что на определенных высотах образуются критические слои, поглощающие внутренние волны и ограничивающие высоту луча бризовой циркуляции, распространяющегося по потоку.

Целью настоящей работы является решение в линейной постановке задачи о влиянии критических уровней на инерционно-гравитационную волну с масштабом, характерным для бризовой циркуляции, при наличии среднего фонового синоптического ветра с вертикальным сдвигом скорости, направленного перпендикулярно береговой черте. Данная работа является расширенным продолжением исследования, представленного в двух докладах на конференциях¹.

Данная работа направлена на обобщение результатов, полученных ранее для экватора [25], на общий случай произвольной широты: исследуется прохождение через критические уровни и поглощение бризовой инерционно-гравитационной волны в тропиках и средних широтах и определяются различия между ними.

В работе приводится короткий вывод обобщения уравнения Тейлора – Гольдштейна с учетом вращения Земли, описаны численный метод решения этого уравнения и основные типы критических уровней, возникающих в тропиках и средних широтах, получены и обсуждаются решения для разных широт при типичных значениях стратификации и сдвига скорости ветра в атмосфере.

Обобщение уравнения Тейлора – Гольдштейна с учетом вращения Земли

Поведение малых возмущений стратифицированного сдвигового течения описывается линеаризованным уравнением завихренности Тейлора – Гольдштейна. При числах Ричардсона $Ri < 1/4$ это уравнение описывает линейную стадию развития неустойчивости, при $Ri > 1/4$ – распространение внутренних волн на стратифицированном сдвиговом течении. Обобщение на случай учета вращения Земли сделано в работах [22, 23].

¹ Шокуров М. В., Краевская Н. Ю. Линейная теория бризовой циркуляции при произвольном профиле скорости фонового ветра и стратификации // Моря России: исследования береговой и шельфовой зон (XXVIII Береговая конференция). Севастополь : ФГБУН ФИЦ МГИ. 2020. С. 209–210. URL: http://mhi-ras.ru/assets/files/morya_rossii-2020_tezisy.pdf (дата обращения: 09.06.2022) ; Шокуров М. В., Краевская Н. Ю. Критические уровни бризовой инерционно-гравитационной волны // Моря России: вызовы отечественной науки. Севастополь : ФГБУН ФИЦ МГИ. 2022. С.166–168. URL: http://www.mhi-ras.ru/assets/files/morya_rossii-2022_tezisy.pdf (дата обращения: 26.10.2022).

Для удобства представления результатов настоящей работы ниже приведен краткий вывод обобщения уравнения Тейлора – Гольдштейна с учетом вращения Земли.

Рассмотрим поведение малых возмущений стратифицированного с частотой плавучести $N(z)$ плоско-параллельного горизонтального течения с вертикальным сдвигом с профилем скорости $U(z)$ в приближениях Буссинеска и f -плоскости без учета вязкости и теплопроводности. Будем рассматривать двумерную задачу в плоскости (x, z) . Фоновое течение $U(z)$ направлено вдоль оси x , т. е. $V(z) = 0$. Возмущения распространяются только в направлении оси x , т. е. $\partial/\partial y = 0, k_y = 0$. Более общие случаи рассмотрены в работах [22, 23].

Уравнения движения, переноса тепла и неразрывности имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + U(z) \frac{\partial u}{\partial x} - f v &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + U(z) \frac{\partial v}{\partial x} + f u &= 0, \\ \frac{\partial w}{\partial t} + U(z) \frac{\partial w}{\partial x} - b &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z}, \\ \frac{\partial b}{\partial t} + U(z) \frac{\partial b}{\partial x} - v f \frac{\partial U(z)}{\partial z} + N^2(z) w &= Q(x, z, t), \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где u, v, w – компоненты вектора скорости; $U(z)$ – скорость фонового ветра; f – параметр Кориолиса; ρ_0 – плотность в основном состоянии; p – давление; b – плавучесть; N – частота плавучести; $Q(x, z, t)$ – функция, описывающая распределение источника тепла.

В уравнении для плавучести в системе (1) третье слагаемое описывает вдольбереговую адвекцию тепла (плавучести), в этом слагаемом фоновый вдольбереговой градиент плавучести выражен через вертикальный сдвиг фонового синоптического ветра, перпендикулярного береговой черте, в соответствии с уравнением термического ветра.

Как было сказано ранее, для задания малого возмущения используется источник тепла $Q(x, z, t)$, который характеризует его изменение в атмосферном пограничном слое в течение суток. Источник тепла может иметь любое пространственное распределение по горизонтали и вертикали, а зависимость от времени определяется как $\sin(\omega t)$.

Исходя из уравнения неразрывности, введем функцию тока: $u = \partial \psi / \partial z, w = -\partial \psi / \partial x$. Коэффициенты системы уравнений (1) не зависят от горизонтальной координаты x и времени t , поэтому будем искать решение в виде $\psi \sim \exp(i(\omega t - kx))$.

Хотя источник тепла является пространственно-неоднородным, можно выполнить его преобразование Фурье по x и в дальнейшем рассматривать отдельно каждую гармонику k . Частота ω в задаче о бризовой циркуляции является суточной: $\omega = 2\pi/T$, где T – солнечные сутки.

Исключая последовательно все переменные, кроме функции тока, получаем уравнение завихренности

$$(f^2 - \omega'^2)\psi_{zz} + \frac{2kf^2U_z}{\omega'}\psi_z + ((\omega'^2 - N^2)k^2 - \omega'kU_{zz})\psi = ikQ, \quad (2)$$

где $\omega' = \omega - Uk$ – собственная частота волны в неподвижной системе отсчета. При $f = 0$ это уравнение сводится к уравнению Тейлора – Гольдштейна, при $U = 0$ оно описывает распространение внутренних волн в неподвижной стратифицированной среде, чисто гравитационных при $f = 0$ или инерционно-гравитационных при $f \neq 0$. В однородной жидкости ($N = 0$) это уравнение сводится к уравнению Рэлея, описывающему устойчивость (неустойчивость) сдвиговых течений.

Обозначим коэффициенты уравнения (2):

$$A(z) = f^2 - \omega'^2, \quad (3)$$

$$B(z) = \frac{2kf^2U_z}{\omega'}, \quad (4)$$

$$C(z) = (\omega'^2 - N^2)k^2 - \omega'kU_{zz}. \quad (5)$$

Тогда уравнение (2) приобретает следующий вид:

$$A\psi_{zz} + B\psi_z + C\psi = ikQ. \quad (6)$$

Это неоднородное обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка с переменными коэффициентами. Поведение решения $\psi(z)$ зависит от поведения коэффициентов $A(z)$, $B(z)$, $C(z)$.

В зависимости от знаков $A(z)$ и $C(z)$ будут получаться разные типы решения: если у $A(z)$ и $C(z)$ одинаковые знаки, то решение будет соответствовать распространяющейся волне, если знаки разные, то решение будет описывать затухание. Смена знака коэффициента $C(z)$ в точке z_c соответствует отражению внутренних волн на этом уровне.

Обращение в ноль коэффициента $A(z)$ в точке z_c дает более сложную ситуацию – возникновение критического уровня, на котором вертикальное волновое число k_z стремится к бесконечности. Поведение решения вблизи критического уровня (в критическом слое) подробно исследовалось во многих работах. В частности, было получено аналитическое решение в малой окрестности критического уровня, где профиль скорости можно считать линейным (для стационарной волны $\omega = 0$ и без учета вращения Земли $f = 0$ в работе [21]). Для получения аналитического решения, как правило, используется метод Фробениуса, при этом решение можно получить в окрестности критического уровня, сингулярная часть которого имеет вид

$$\psi = (z - z_c)^{1/2 \pm i\mu}, \quad \mu = (Ri - 1/4)^{1/2}, \quad (7)$$

где $Ri = N^2/U_z^2$ – число Ричардсона.

В устойчивом случае $Ri > 1/4$, μ является действительной величиной, формула (7) задает два линейно-независимых решения уравнения (6), из которых необходимо составить линейные комбинации при $z > z_c$ и $z < z_c$.

Критические уровни уравнения (2) и поведение решений при $f \neq 0$ исследовались в работах [22, 23].

Метод численного решения уравнения Тейлора – Гольдштейна с учетом вращения Земли

Для анализа поведения решения вблизи критического уровня z_c решалась задача Коши о прохождении волны через критический слой. Для этого в произвольной точке по высоте задавались значения ψ и $\varphi = \psi_z$.

При наличии критических уровней $A(z_c) = 0$ решение в точке z_c становится сингулярным: $k_z = \infty$, длина волны λ_z стремится к нулю в окрестности z_c , что создает сложности для численного решения, ограниченного шагом сетки. Один из способов преодоления этой трудности – введение искусственной вязкости: добавление к частоте ω малой мнимой части $\omega \rightarrow \omega + i\omega_i$ [20, 22]. В этом случае решение в критическом слое будет иметь конечную длину волны $\lambda_z \neq 0$. Выбирая достаточно малый шаг дискретизации $\Delta z \ll \lambda_z$, можно получить правильное численное решение. Далее решения, полученные методом Коши, будут проанализированы как для классического критического слоя ($f = 0$), так и для критического слоя с учетом вращения Земли ($f \neq 0$).

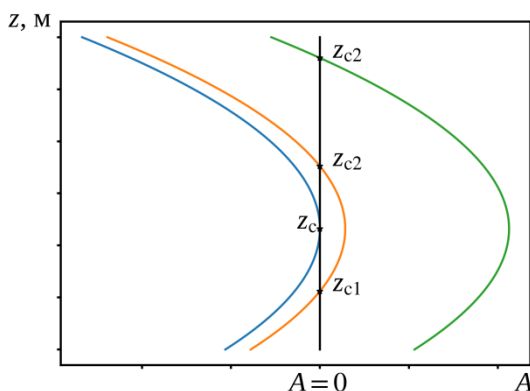
Анализ поведения коэффициентов уравнения Тейлора – Гольдштейна с учетом вращения Земли и расположение критических уровней

Прежде чем получать численные решения, рассмотрим зависимость коэффициентов $A(z)$, $B(z)$, $C(z)$ от z для типичных атмосферных профилей $N(z)$ и $U(z)$ для определенной горизонтальной гармоники с волновым числом k . Далее считаем стратификацию постоянной ($N(z) = \text{const}$), а профиль скорости – линейным ($U(z) = U_z z$).

Для линейного профиля фонового ветра коэффициент $A(z)$ определяется как

$$A(z) = f^2 - \omega'^2 = f^2 - (\omega - kU_z z)^2. \quad (8)$$

Как видно из (8), зависимость коэффициента $A(z)$ от z квадратичная. При $f = 0$ (на экваторе) существует один критический уровень $z_c = \omega/(kU_z)$. Поведение $A(z)$ и расположение критического уровня z_c показано на рис. 1.

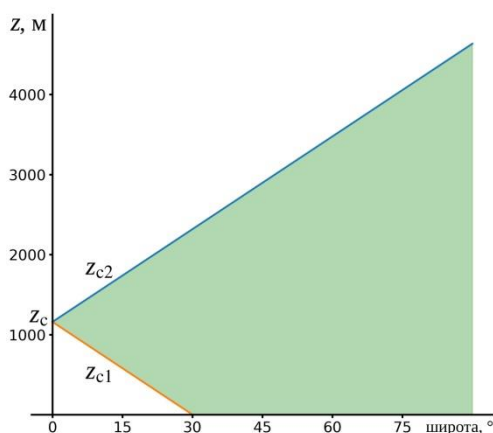


Р и с. 1. Положение критических уровней для экватора (синяя кривая), тропиков (оранжевая кривая) и средних широт (зеленая кривая)

F i g. 1. Position of critical levels for the equator (blue curve), tropics (orange curve) and mid-latitudes (green curve)

В тропиках (широта $\varphi < 30^\circ$) существуют два критических уровня: $z_{c1,2} = (\omega \pm f)/(kU_Z)$. Так как $f < \omega$, оба критических уровня располагаются выше поверхности Земли. При $\varphi = 30^\circ$ нижний критический уровень z_{c1} касается поверхности Земли, а в средних широтах $\varphi > 30^\circ$, следовательно, z_{c1} находится под поверхностью Земли и не влияет на решение уравнения (6).

На рис. 2 показана сводная картина расположения критических уровней в зависимости от широты от экватора до полюса.



Р и с. 2. Положение критических уровней в зависимости от широты
F i g. 2. Position of critical levels depending on a latitude

Рассмотрим поведение коэффициента $B(z)$. В соответствии с (4) этот коэффициент обращается в бесконечность на уровне $z_3 = (\omega - 2fkU_Z)/(kU_Z)$, расположенном посередине между уровнями z_{c1} , z_{c2} . Однако решение на этом уровне не является сингулярным [22, 23], поэтому он не считается критическим. Этот уровень формируется на всех широтах, на экваторе он совпадает с критическим, его расположение не зависит от широты, так как второе слагаемое в числителе принимает значения, намного меньшие значения суточной частоты.

Перейдем к рассмотрению зависимости от высоты коэффициента $C(z)$. При линейном профиле, который рассматривается в данной работе, $U_{zz} = 0$, поэтому (5) принимает вид $C(z) = (\omega'^2 - N^2)k^2$. Коэффициент $C(z)$ меняет знак в двух точках: $z_{r1,2} = (\omega \pm N)/(kU_Z)$.

Для земной атмосферы характерно $N \gg \omega$, эти частоты отличаются примерно на два порядка, поэтому один из этих уровней отражения находится под поверхностью Земли, а второй – на большой высоте, несколько сотен километров, и не влияет на бризовую циркуляцию. Расположение уровней отражения z_{r1} , z_{r2} не зависит от широты.

Таким образом, коэффициент $C(z)$ всегда отрицателен, поэтому квадрат вертикального волнового числа $k_z^2 = C(z)/A(z)$ положителен там, где $A(z)$ отрицательно (распространение волн), и отрицателен там, где $A(z)$ положительно

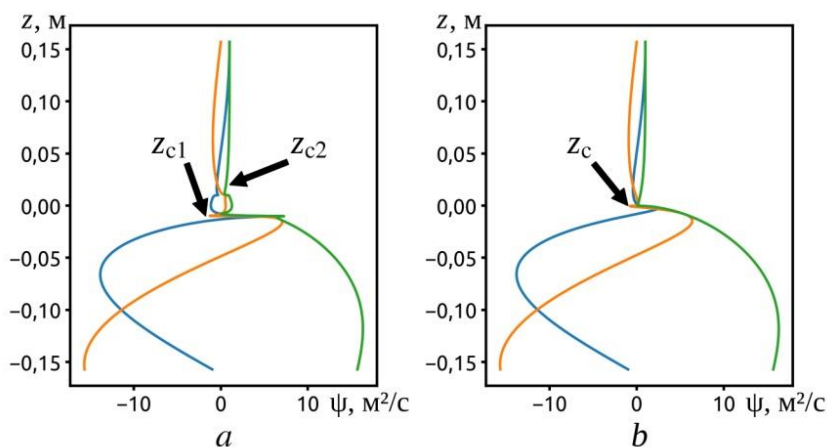
(затухание волн). На сводной диаграмме (рис. 2) область затухания волн отмечена цветом.

Анализируя рис. 2, видим, что на экваторе генерируемая источником тепла на поверхности гравитационная внутренняя волна с суточной частотой доходит до критического уровня z_c , на котором она поглощается. В тропиках излучаемая с поверхности инерционно-гравитационная волна суточного периода проходит два критических уровня z_{c1} , z_{c2} и расположенную между ними область затухания. В средних широтах генерируемая на поверхности инерционно-гравитационная волна находится в зоне затухания $0 < z < z_{c2}$, проходит критический уровень z_{c2} и далее распространяется в зоне $z > z_{c2}$.

Отметим, что при приближении к критическому уровню, согласно уравнению (2), происходит увеличение вертикального волнового числа. В зависимости от типа решения, волнового или экспоненциального, увеличение данного числа при подходе к критическому уровню будет давать разное поведение решения: при волновом решении будет наблюдаться уменьшение вертикальной длины волны; при экспоненциальном типе решения показатель экспоненты будет изменяться скачком, и поэтому в решении будет происходить резкий переход от экспоненты с меньшей скоростью затухания к экспоненте с большей скоростью затухания.

Результаты

Прежде чем выполнять расчеты для бризовой циркуляции, численная конечно-разностная схема тестировалась путем сравнения результатов с результатами численного решения из работы [22] при $f = 0$ и $f \neq 0$ ($Ri = 1$). На рис. 3 показаны профили функции тока, поведение которых аналогично поведению вертикальной компоненты скорости на рис. 3 в работе [22].



Р и с. 3. Зависимость действительной части (синяя кривая), мнимой части (оранжевая кривая) и модуля (зеленая кривая) функции тока от высоты при $f = 10^{-2}$ (a) и $f = 0$ (b) ($Ri = 1$)

F i g. 3. Dependence of the real (blue curve) and imaginary (orange curve) parts, and modulus (green curve) of the stream function on height at $f = 10^{-2}$ (a) and $f = 0$ (b) ($Ri = 1$)

Видно, что у поверхности значения превышают полученное в работе [22], такое поведение связано с влиянием отраженной волны при $Ri = 1$. Однако численные эксперименты показали, что влияние отраженной волны для значений, типичных для реальной атмосферы, при $Ri = 100$ оказывается незначительным, поэтому выбранный численный метод подходит для описания волны вблизи критического уровня. Метод задачи Коши будет использоваться далее при исследовании критических уровней для бризовой циркуляции.

На основе предварительных тестовых расчетов были выбраны следующие значения шага сетки и мнимой добавки к частоте: $\Delta z = 10^{-3}$ м, $\omega_i = 2 \cdot 10^{-10}$ 1/с. Выбор ω_i обусловлен возможностью правильного описания самых коротких длин волн при выбранном шаге сетки.

Для дальнейших экспериментов частота плавучести выбрана равной $N = 10^{-2}$ 1/с, это типичное значение для земной атмосферы. Горизонтальное волновое число выбрано равным $2\pi/100$ 1/км, что соответствует характерному горизонтальному масштабу ячейки бризовой циркуляции в земной атмосфере [2].

Для задания начального возмущения использовалась информация о типичном значении горизонтальной компоненты скорости в бризовой циркуляции, составляющем 0,01 м/с при амплитуде объемного источника тепла 1 Вт/м². Типичное значение горизонтальной компоненты скорости оценивалось с использованием линейной теории при $N = 10^{-2}$ 1/с, $U = 0$ м/с.

Было выполнено три численных эксперимента на трех разных широтах: 0; 15 и 45° при значении сдвига фонового ветра $U_z = 10^{-3}$ 1/с. Высоты критических уровней и интенсивность поглощения при прохождении критических уровней приведены в таблице.

Согласно [20, 22], при прохождении критического уровня происходит поглощение волны, теоретический коэффициент поглощения определяется числом Ричардсона: $\lambda_{\text{theor}} = \exp(2\pi\mu)$. Как получено в [22], вращение практически не влияет на величину поглощения при прохождении критического уровня, что выражается в малом отличии коэффициентов затухания волны с учетом и без учета вращения Земли.

Положение критических уровней и интенсивность поглощения при их прохождении
Position of the critical levels and absorption intensity at their passage

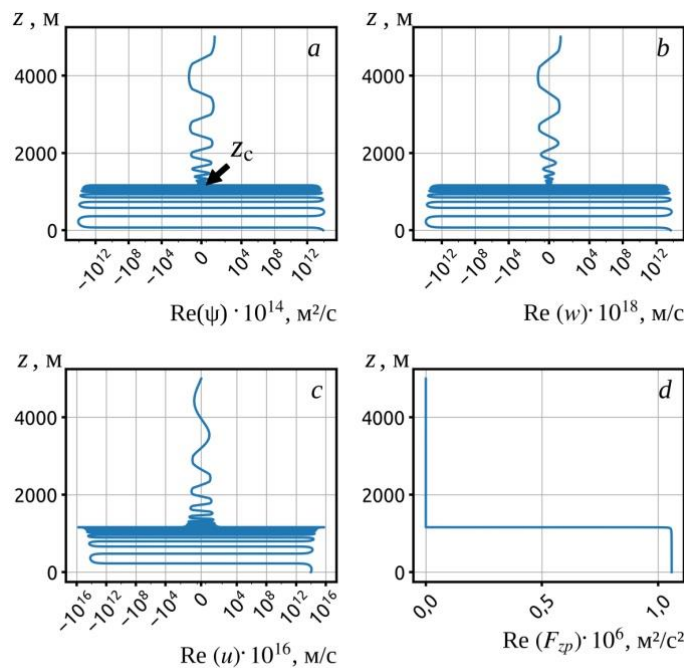
Параметры / Parameters	φ°		
	0	15	45
z_{c1}	1160,24	559,66	–480,59
z_{c2}	1160,24	1760,82	2801,07
Ri	100,00	100,00	100,00
μ	9,99	9,99	9,99
λ_{theor}	$1,79 \cdot 10^{27}$	–	–
λ_{exp}	$1,79 \cdot 10^{27}$	$4,46 \cdot 10^{27}$	$2,32 \cdot 10^{14}$

Критические уровни и интенсивность поглощения при их прохождении

Рассмотрим поведение бризовой инерционно-гравитационной волны, распространяющейся по потоку на экваторе. В данном эксперименте вся толщина атмосферы является зоной распространения волны, при этом существует один критический уровень, его высота равна $z_c = 1160,24$ м.

На рис. 4 показаны вертикальные профили переменных $\psi(z)$, $u(z)$, $w(z)$. Вдольбереговая компонента скорости $v(z)$ на экваторе равна нулю. Функция тока меняется, как и вертикальная скорость (рис. 4, *a*, *b*), эти переменные находятся в противофазе и отличаются на величину горизонтального волнового числа $w = ik\psi$. С обеих сторон от критического уровня наблюдается волновой тип решения. При приближении волны к критическому уровню ее амплитуда и вертикальная длина волны уменьшаются, а после его прохождения они снова возрастают.

В горизонтальной компоненте скорости (рис. 4, *c*) также наблюдается колебательное движение, при подходе с обеих сторон к критическому уровню происходит увеличение амплитуды волны. После прохождения критического уровня амплитуда резко уменьшается на несколько порядков.



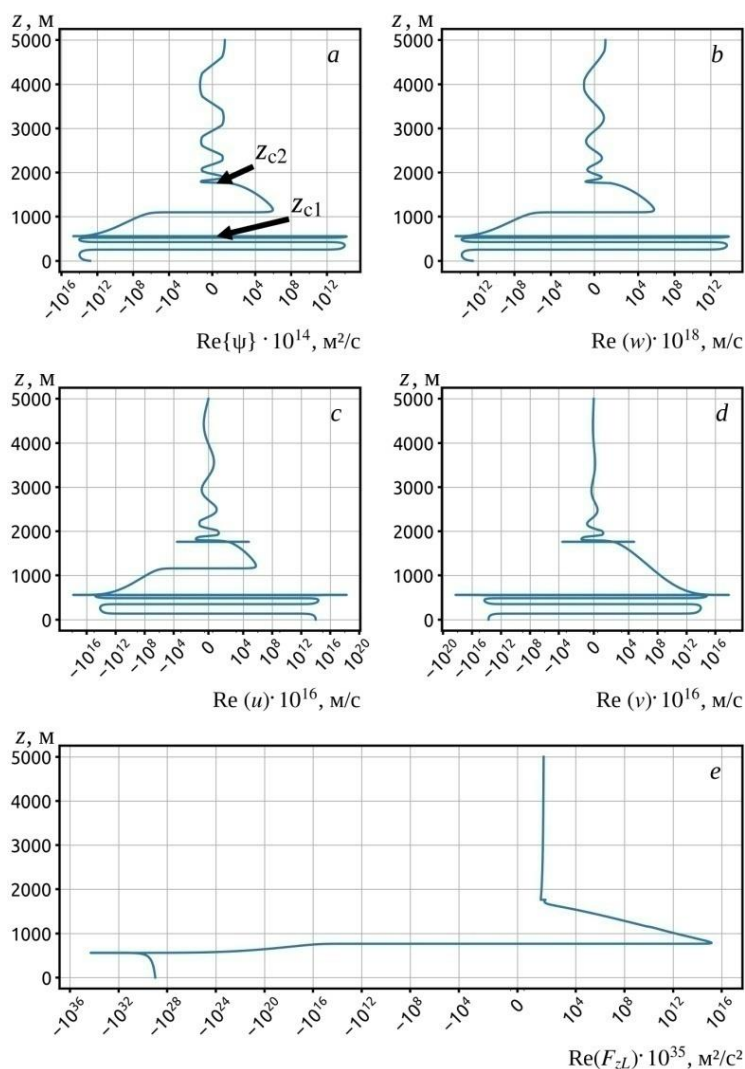
Р и с. 4. Зависимость действительных частей функции тока (*a*), двух компонент скорости (*b*, *c*) и вертикального потока импульса (*d*) от высоты на экваторе

F i g. 4. Dependence real parts of the stream function (*a*), two velocity components (*b*, *c*) and vertical momentum flux (*d*) on the height at the equator

Вертикальный поток импульса $F_{zp}(z)$ на единицу массы определялся следующим образом: $F_{zp}(z) = \text{Re}(w^*u)$, где Re – действительная часть величины;

* – комплексное сопряжение. Вертикальный поток импульса (рис. 4, *d*) принимает постоянное значение выше и ниже критического уровня, на критическом уровне наблюдается сильное поглощение волны. Экспериментальный коэффициент затухания рассчитывался с использованием отношения значений вертикального потока импульса на высоте 30 и 4750 м и был равен $\lambda_{\text{exp}} = 1,79 \cdot 10^{27}$, что полностью согласуется с теоретическим значением (таблица).

В тропиках движущаяся от поверхности волна будет проходить через два слоя распространения ($0 < z < z_{c1}$ и $z > z_{c2}$) и один слой затухания ($z_{c1} < z < z_{c2}$) между ними. В данном эксперименте существует два критических уровня, их высоты показаны в таблице.



Р и с. 5. Зависимость действительных частей функции тока (*a*), трех компонент скорости (*b – d*) и вертикального потока момента импульса (*e*) от высоты на 15° широты

F i g. 5. Dependence real parts of the stream function (*a*), three velocity components (*b – d*) and vertical angular momentum flux (*e*) on the height at 15° latitude

В профиле функции тока (рис. 5, *a*) и вертикальной компоненты скорости (рис. 5, *b*) около поверхности наблюдаются колебания, при подходе к критическому уровню их амплитуда увеличивается, а вертикальная длина волны уменьшается. Вследствие существования зоны экспоненциального затухания в области распространения волны над вторым критическим уровнем амплитуда и вертикальная длина волны имеют ограниченную величину, а не стремятся к нулю, как на экваторе.

В горизонтальной компоненте скорости (рис. 5, *c*) вблизи обоих критических уровней амплитуда увеличивается, однако наблюдается ограниченное количество колебаний. Поведение $u(z)$ в затухающей области подобно наблюдаемому в функции тока и вертикальной компоненте скорости.

Интересной особенностью в профилях $\psi(z)$, $w(z)$, $u(z)$ является наличие уровня изменения знака в области затухания.

В горизонтальной компоненте скорости $v(z)$ (рис. 5, *d*) происходит увеличение амплитуды вблизи обоих уровней. При приближении к первому критическому уровню снизу и отдалении от второго критического уровня при распространении волны вверх видно увеличение вертикальной длины волны. В зоне затухания $v(z)$ не меняет знак в отличие от других переменных.

Как отмечено в [22], в системе отсчета с учетом вращения вместо сохранения вертикального потока импульса будет происходить сохранение вертикального потока момента импульса, который на единицу массы был рассчитан согласно формуле (18) из указанной работы: $F_{zL}(z) = \text{Re}(w^*(v + 2\Omega \xi) - \text{Re}(w^*(u - 2\Omega \eta))$, где $F_{zL}(z)$ – вертикальный поток момента импульса; ξ и η – смещения частиц от начального положения по x и y соответственно. При этом предполагается, что частица смещается относительно начала координат. Так как рассматривается волна с определенной (суточной) частотой, смещение частицы рассчитывается как $\xi = i\omega u$, $\eta = i\omega v$.

Вертикальный поток момента импульса (рис. 5, *e*) принимает постоянное отрицательное значение ниже первого критического уровня и положительное постоянное значение выше второго критического уровня в областях, соответствующих распространению волны.

Для расчета экспериментального коэффициента затухания использовалось отношение значений вертикального потока момента импульса в областях, где он принимает примерно постоянное значение, на высоте 30 и 4750 м: $\lambda_{\text{exp}} = 4,46 \cdot 10^{27}$, что превышает значение коэффициента на экваторе в 2,49 раза (таблица). В тропиках происходит более интенсивное поглощение волны, чем на экваторе.

Так как для случая, когда $f \neq 0$, не существует аналитической теории, обсудим получившийся результат на эмпирическом уровне. Структура критических уровней аналогична полученной в работе [22] при $f = 10^{-2}$ (рис. 3), но есть отличие, заключающееся в появлении уровня смены знака между двумя критическими уровнями во всех рассмотренных переменных, кроме компоненты скорости $v(z)$.

В средних широтах генерируемая на поверхности инерционно-гравитационная волна сначала существует в зоне затухания $0 < z < z_{c2}$, далее она распространяется в зоне $z > z_{c2}$. В данном эксперименте первый критический уровень $z_{c1} = -480,59$ м находится под землей, а значит, волна будет проходить только через один критический уровень $z_{c2} = 2801,07$ м.

В профилях функции тока и вертикальной компоненты скорости (рис. 6, *a*, *b*), как и на 15° при переходе от экспоненциального типа решения к волновому, изменение амплитуды волны происходит не так резко: вертикальная длина волны имеет конечную величину, а не стремится к нулю, как на экваторе. В горизонтальной компоненте скорости (рис. 6, *c*) наблюдается увеличение амплитуды около критического уровня.

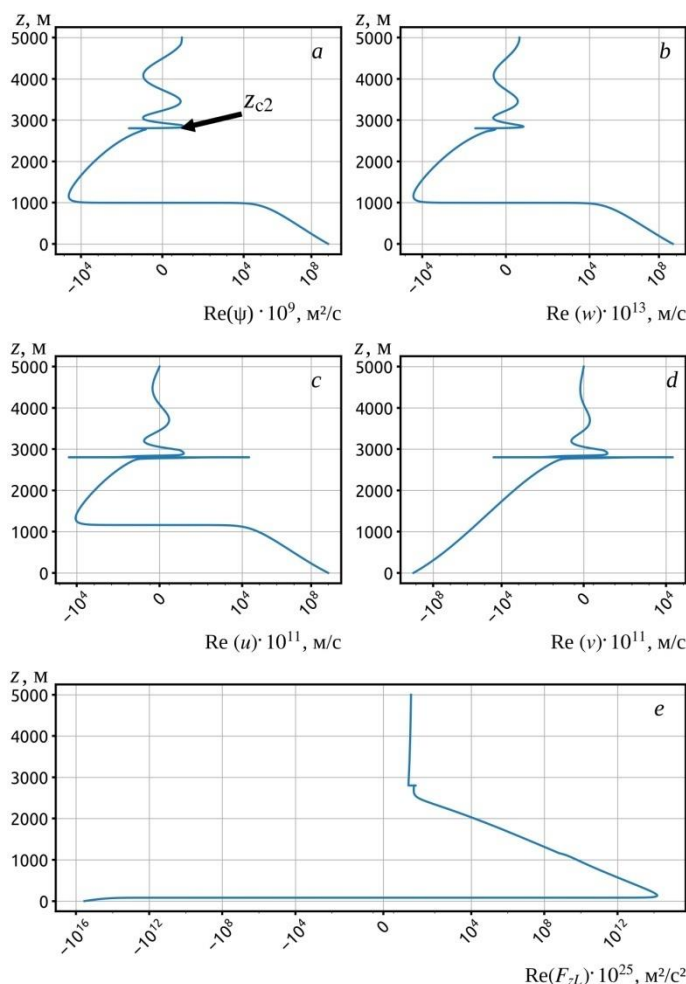


Рис. 6. Зависимость действительных частей функции тока (*a*), трех компонент скорости (*b* – *d*) и вертикального потока момента импульса (*e*) от высоты на 45° широты

Fig. 6. Dependence real parts of the stream function (*a*), three velocity components (*b* – *d*) and vertical angular momentum flux (*e*) on the height at 45° latitude

Отметим, что во всех трех переменных $\psi(z)$, $u(z)$, $w(z)$ наблюдается уровень изменения знака в экспоненциальной области решения.

В профиле горизонтальной компоненты скорости $v(z)$ (рис. 6, *d*) вблизи критического уровня так же, как и в компоненте скорости $u(z)$, наблюдается увеличение амплитуды. Отличается компонента $v(z)$ от других переменных тем, что в зоне экспоненциального затухания нет уровня смены знака.

Вертикальный поток момента импульса (рис. 6, е) принимает постоянное значение в области распространения волны над вторым критическим уровнем.

В области затухания волны поток момента импульса отрицательный около поверхности, затем он меняет знак и уменьшается, оставаясь положительным и после прохождения критического уровня.

В средних широтах существует только одна область, где вертикальный поток момента импульса постоянен, однако для сравнения с другими экспериментами был рассчитан экспериментальный коэффициент поглощения. Для расчета так же, как и для других экспериментов, использовалось отношение значений вертикального потока момента импульса около поверхности и вблизи верхней границы, где его величина была постоянной. Рассчитанный экспериментальный коэффициент поглощения равен $2,32 \cdot 10^{14}$, он меньше значения теоретического коэффициента на экваторе в $0,77 \cdot 10^{13}$ раза (таблица).

Сравнивая значения коэффициентов поглощения на разных широтах, можно отметить, что наибольшее затухание происходит на 15° , а наименьшее – на 45° . В средних широтах будет наблюдаться меньшее поглощение затухающей волны, распространяющейся от поверхности и проходящей через единственный критический уровень, чем распространяющейся волны, проходящей через единственный критический уровень на экваторе, или волны, проходящей через два критических уровня в тропиках.

На экваторе и в тропиках в атмосфере без фонового ветра бризовая инерционно-гравитационная волна в рамках линейной теории распространяется по вертикали на бесконечность. Как показано в настоящем исследовании и в работе [25], наличие критического уровня уменьшает высоту распространяющегося по потоку луча бризовой циркуляции.

Так как в средних широтах бризовая инерционно-гравитационная волна затухает с высотой и в неподвижной атмосфере, влияние критического уровня будет наблюдаться, когда его высота будет меньше высоты бризовой циркуляции, которая определяется высотой атмосферного пограничного слоя.

Заключение

В настоящей работе в рамках линейной теории рассмотрена задача о влиянии критических уровней на генерируемую на поверхности источником тепла инерционно-гравитационную волну с масштабом, характерным для бризовой циркуляции. Критические уровни для такой волны формировались вследствие существования в атмосфере среднего фонового синоптического ветра с вертикальным сдвигом скорости, направленного перпендикулярно береговой черте. Для решения поставленной задачи использовалось уравнение Тейлора – Гольдштейна с учетом вращения Земли, которое решалось численно методом задачи Коши.

В результате анализа коэффициентов уравнения получено, что на экваторе наблюдается единственный критический уровень. Генерируемая источником тепла на поверхности гравитационная внутренняя волна с суточной частотой доходит до этого критического уровня, где происходит ее поглощение. Сравнение теоретического и экспериментального коэффициентов поглощения вертикального потока импульса показало полное соответствие.

В тропиках существуют два критических уровня, между которыми располагается область затухания. Анализ вертикального потока момента импульса показал, что излучаемая с поверхности инерционно-гравитационная волна суточного периода ослабляется сильнее, чем на экваторе.

Полярнее 30° для волны существует единственный уровень, так как второй находится ниже поверхности Земли. В средних широтах генерируемая на поверхности инерционно-гравитационная волна сначала существует в области затухания, после чего распространяется выше единственного критического уровня. В этих широтах отношение значения вертикального потока момента импульса около поверхности Земли и значения в области, где поток момента импульса постоянен, принимает минимальное значение для всех трех широт.

Таким образом, результаты настоящей работы согласуются с работами предыдущих лет и вносят вклад в развитие тематики о влиянии сдвига фонового ветра на инерционно-гравитационные волны и бризовую циркуляцию.

Для более реалистичного описания бризовой циркуляции в рамках линейной теории необходимо учесть, что фоновый ветер редко бывает строго перпендикулярен берегу, обычно он образует с берегом угол. Также необходимо учитывать, что фоновый ветер и стратификация могут сильно меняться по вертикали и во времени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Haurwitz B. Comments on the sea-breeze circulation // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 1947. Vol. 4, iss. 1. P. 1–8. doi:10.1175/1520-0469(1947)004<0001:COTSBC>2.0.CO;2
2. Rotunno R. On the Linear Theory of the Land and Sea Breeze // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 1983. Vol. 40, iss. 8. P. 1999–2009. doi:10.1175/1520-0469(1983)040<1999:OTLTOT>2.0.CO;2
3. Niino H. The Linear Theory of Land and Sea Breeze Circulation // *Journal of the Meteorological Society of Japan*. Ser. II. 1987. Vol. 65, iss. 6. P. 901–921. https://doi.org/10.2151/jmsj1965.65.6_901
4. Steyn D. G., McKendry I. G. Quantitative and Qualitative Evaluation of a Three-Dimensional Mesoscale Numerical Model Simulation of a Sea Breeze in Complex Terrain // *Monthly Weather Review*. 1988. Vol. 116, iss. 10. P. 1914–1926. doi:10.1175/1520-0493(1988)116<1914:QAQEOA>2.0.CO;2
5. Gille S. T., Llewellyn Smith S. G. When land breezes collide: Converging diurnal winds over small bodies of water // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 2013. Vol. 140, iss. 685. P. 2573–2581. doi:10.1002/qj.2322
6. Anjos M., Lopes A. Sea breeze front identification on the northeastern coast of Brazil and its implications for meteorological conditions in the Sergipe region // *Theoretical and Applied Climatology*. 2019. Vol. 137. P. 2151–2165. doi:10.1007/s00704-018-2732-x
7. Simpson J. E. Gravity Currents in the Laboratory, Atmosphere, and Ocean // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 1982. Vol. 14. P. 213–234. doi:10.1146/annurev.fl.14.010182.001241
8. Mitsumoto S., Ueda H., Ozoe H. A Laboratory Experiment on the Dynamics of the Land and Sea Breeze // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 1983. Vol. 40, iss. 5. P. 1228–1240. doi:10.1175/1520-0469(1983)040<1228:ALEOTD>2.0.CO;2
9. Pearce R. P. The calculation of a sea-breeze circulation in terms of the differential heating across the coastline // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 1955. Vol. 81, iss. 349. P. 351–381. doi:10.1002/qj.49708134906
10. Pielke R. A. A Three-Dimensional Numerical Model of the Sea Breezes Over South Florida // *Monthly Weather Review*. 1974. Vol. 102, iss. 2. P. 115–139. doi:10.1175/1520-0493(1974)102<0115:ATDNMO>2.0.CO;2

11. *Chen X., Zhang F., Zhao K.* Diurnal Variations of the Land-Sea Breeze and its Related Precipitation over South China // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2016. Vol. 73, iss. 12. P. 4793–4815. doi:10.1175/JAS-D-16-0106.1
12. *Kimura R. Eguchi T.* On Dynamical Processes of Sea- and Land-Breeze Circulation // *Journal of the Meteorological Society of Japan*. Ser. II. 1978. Vol. 56, iss. 2. P. 67–85. https://doi.org/10.2151/jmsj1965.56.2_67
13. *Porson A., Steyn D. G., Schayes G.* Sea-breeze scaling from numerical model simulations, Part I: Pure sea breezes // *Boundary-Layer Meteorology*. 2007. Vol. 122, iss. 1. P. 17–29. doi:10.1007/s10546-006-9090-4
14. *Antonelli M., Rotunno R.* Large-Eddy Simulation of the Onset of the Sea Breeze // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2007. Vol. 64, iss. 12. P. 4445–4457. doi:10.1175/2007JAS2261.1
15. *Schmidt F. H.* An elementary theory of the land- and sea-breeze circulation // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 1947. Vol. 4, iss. 1. P. 9–20. doi:10.1175/1520-0469(1947)004<0009:AETOTL>2.0.CO;2
16. *Walsh J. E.* Sea Breeze Theory and Applications // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 1974. Vol. 31, iss. 8. P. 2012–2026. doi:10.1175/1520-0469(1974)031<2012:SBTAA>2.0.CO;2
17. *Qian T., Epifanio C. C., Zhang F.* Linear Theory Calculations for the Sea Breeze in a Background Wind: The Equatorial Case // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2009. Vol. 66, iss. 6. P. 1749–1763. doi:10.1175/2008JAS2851.1
18. *Jiang Q.* On Offshore Propagating Diurnal Waves // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2012. Vol. 69, iss. 5. P. 1562–1581. doi:10.1175/JAS-D-11-0220.1
19. *Du Y., Rotunno R.* Diurnal Cycle of Rainfall and Winds near the South Coast of China // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2018. Vol. 75, iss. 6. P. 2065–2082. doi:10.1175/JAS-D-17-0397.1
20. *Booker J. R., Bretherton F. P.* The critical layer for internal gravity waves in a shear flow // *Journal of Fluid Mechanics*. 1967. Vol. 27, iss. 3. P. 513–539. doi:10.1017/S0022112067000515
21. *Miles J. W.* On the stability of heterogeneous shear flows // *Journal of Fluid Mechanics*. 1961. Vol. 10, iss. 4. P. 496–508. doi:10.1017/S0022112061000305
22. *Jones W. L.* Propagation of internal gravity waves in fluids with shear flow and rotation // *Journal of Fluid Mechanics*. 1967. Vol. 30, iss. 3. P. 439–448. doi:10.1017/S0022112067001521
23. *Grimshaw R.* Internal gravity waves: critical layer absorption in a rotating fluid // *Journal of Fluid Mechanics*. 1975. Vol. 70, iss. 2. P. 287–304. doi:10.1017/S0022112075002030
24. *Слепышев А. А., Воронников Д. И.* Вертикальный перенос импульса инерционно-гравитационными внутренними волнами в бароклинном потоке // *Морской гидрофизический журнал*. 2017. № 4. С. 3–15. doi:10.22449/0233-7584-2017-4-3-15
25. *Du Y., Rotunno R., Zhang F.* Impact of Vertical Wind Shear on Gravity Wave Propagation in the Land–Sea-Breeze Circulation at the Equator // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2019. Vol. 76, iss. 10. P. 3247–3265. doi:10.1175/JAS-D-19-0069.1

Об авторах:

Шокуров Михаил Викторович, ведущий научный сотрудник, отдел взаимодействия атмосферы и океана, ФГБУН ФИЦ МГИ (299011, Россия, г. Севастополь, ул. Капитанская, д. 2), доктор физико-математических наук, **SPIN-код: 9445-5295**, **ORCID ID: 0000-0003-1595-8281**, **ResearcherID: V-7160-2017**, shokurov.m@gmail.com

Краевская Наталья Юрьевна, младший научный сотрудник, отдел взаимодействия атмосферы и океана, ФГБУН ФИЦ МГИ (299011, Россия, г. Севастополь, ул. Капитанская, д. 2), **SPIN-код: 7325-9858**, **ORCID ID: 0000-0002-9031-2985**, **ResearcherID: ABA-1822-2020**, kraevskaja_n@mhi-ras.ru

Формирование зон экологического риска в прибрежных акваториях Керченского пролива

К. И. Гуров , Ю. С. Гурова, Н. А. Орехова, С. К. Коновалов

Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия

 gurovki@gmail.com

Поступила в редакцию 28.03.2022; одобрена после рецензирования 12.04.2022;
принята к публикации 09.09.2022.

Аннотация

Цель. Изучить особенности гидролого-гидрохимической структуры придонного слоя вод и распределения геохимических параметров в толще донных осадков; оценить основные факторы формирования окислительно-восстановительных условий в донных отложениях Керченского пролива – цель настоящей работы.

Методы и результаты. Комплексные исследования экосистемы Керченского пролива были выполнены в июле и сентябре 2020 г. Гидрохимические исследования водной толщи выполнялись с помощью стандартных гидрохимических методик. Были получены профили вертикального распределения кислорода, сероводорода, окисленных и восстановленных форм железа в поровых водах, а также определены геохимические характеристики донных отложений. Рассмотрены особенности их пространственного и вертикального распределения. Отбор проб колонок отложений проводился с помощью ручного пробоотборника и акриловой грунтовой трубки с внутренним диаметром 60 мм и вакуумным затвором. Для получения химического профиля поровых вод применялся полярографический метод анализа с использованием стеклянного Au-Hg-микроэлектрода. Отмечено, что в июле в поверхностном горизонте гидрохимическая структура вод определялась вкладом черноморских вод, в придонном – азовских. Установлено, что в летний период в поверхностном слое Таманского залива наблюдалось повышенное содержание биогенных веществ, а повышенная температура вод и соленость, а также активное потребление кислорода в придонном слое привели к уменьшению степени его насыщения в центральной части залива. В результате это способствовало заилению Таманского залива, интенсивному потреблению кислорода на окисление органического вещества и развитию анаэробных условий, появлению сероводорода уже в поверхностном слое донных отложений. В сентябре основной вклад вносили черноморские воды, что способствовало насыщению придонного слоя вод кислородом и снижению концентрации биогенных веществ в 2–3 раза. При этом в сентябре кислород проникал в осадок до 2 мм, а содержание сероводорода было в 3 раза ниже, чем в июле.

Выводы. Установлено, что затрудненный водообмен в районе Таманского залива и накопление органического вещества в донных отложениях за счет поступления значительного количества взвеси привели к ограничению потока кислорода в придонный слой вод, а мелкодисперсный характер осадков затрудняет поступление кислорода в донные отложения. В результате это приводит к заилению Таманского залива, интенсивному потреблению кислорода на окисление органического вещества и развитию анаэробных условий, появлению сероводорода уже в поверхностном слое донных отложений. Отмеченные в настоящее время бескислородные условия в верхнем слое отложений могут привести к развитию дефицита кислорода в придонном слое вод и формированию зон экологического риска в экосистеме Керченского пролива.

Ключевые слова: гидрологические параметры, гидрохимические параметры, течения, донные отложения, поровые воды, кислород, полярография, гранулометрический состав, органический углерод, Керченский пролив

Благодарности: работа выполнена в рамках государственного задания по темам FNNN-2021-0005 «Комплексные междисциплинарные исследования океанологических процессов, определяющих функционирование и эволюцию экосистем прибрежных зон Черного и Азовского морей» и FNNN-2022-0003 «Оценка зависимости потоков CO₂ на поверхности Черного моря от физико-химических характеристик морской среды и получение характеристик сезонных изменений потоков», а также при поддержке проекта РФФИ № 20-35-90103.

Для цитирования: Формирование зон экологического риска в прибрежных акваториях Керченского пролива / К. И. Гуров [и др.] // Морской гидрофизический журнал. 2022. Т. 38, № 6. С. 637–654. EDN MEJENQ. doi:10.22449/0233-7584-2022-6-637-654

Formation of the Ecological Risk Zones in the Coastal Water Areas of the Kerch Strait

K. I. Gurov ✉, Yu. S. Gurova, N. A. Orekhova, S. K. Konovalov

Marine Hydrophysical Institute, Russian Academy of Sciences, Sevastopol, Russia
✉ gurovki@gmail.com

Abstract

Purpose. The paper is aimed at studying the features of hydrological and hydrochemical structure of the bottom water layer and the distribution of geochemical parameters in the bottom sediments, and also at evaluating the basic factors in formation of the redox conditions in the bottom sediments of the Kerch Strait.

Methods and Results. The Kerch Strait ecosystem was comprehensively investigated in July and September, 2020. Hydrochemical studies of the water column were carried out using the standard hydrochemical methods. The profiles of the vertical distribution of oxygen, hydrogen sulfide, oxidized and reduced forms of iron in the pore waters were obtained, and also the geochemical characteristics of bottom sediments were defined. The features of their spatial and vertical distribution were considered. The sediment columns were sampled by a hand sampler and an acrylic soil tube (its internal diameter is 60 mm) with a vacuum seal. The pore water chemical profile was obtained by the polarographic method of analysis that included a glass Au-Hg-microelectrode. Hydrochemical structure of the surface horizon waters in July was noted to be conditioned by the Black Sea water contribution, and that of the bottom horizon waters – by the Azov Sea waters. It has been established that in a summer period in the Taman Gulf surface layer, an increased content of biogenic substances took place; and the increased water temperature and salinity, as well as active oxygen consumption in the bottom water layer decreased the degree of its saturation in the central part of the gulf. As a result, this favored the Taman Gulf silting, intensive oxygen consumption for oxidizing organic matter and the development of anaerobic conditions, and the hydrogen sulfide arising already in the surface layer of bottom sediments. In September, the main contribution was made by the Black Sea waters, that promoted the bottom water saturation with oxygen and the nutrient concentration decrease by 2–3 times. At that in September, oxygen penetrated into the sediment up to 2 mm, and the hydrogen sulfide content was 3 times lower than that in July.

Conclusions. It has been revealed that the hampered water exchange in the Taman Gulf region and the accumulation of organic matter in the bottom sediments due to the inflow of a significant amount of suspended matter, resulted in a limitation of the oxygen flow to the water bottom layer, whereas the fine-dispersion character of the sediments hampered penetration of oxygen into the bottom sediments. As a result, this contributed to the Taman Gulf silting, intensive oxygen consumption for oxidizing the organic matter and the development of anaerobic conditions, and to arising of hydrogen sulfide already in the surface layer of bottom sediments. The recorded at present anoxic conditions in the sediments upper layer can result in development of the oxygen deficiency in the bottom water layer and in formation of the ecological risk zones in the ecosystem of the Kerch Strait.

Keywords: hydrological parameters, hydrochemical parameters, currents, bottom sediments, pore waters, oxygen, voltammetry, granulometric composition, organic carbon, Kerch Strait

Acknowledgements: the investigation was carried out within the framework of the state assignment on themes FNNN-2021-0005 “Complex interdisciplinary studies of oceanologic processes which determine functioning and evolution of ecosystems in the coastal zones of the Black Sea and the Sea of Azov” and FNNN-2022-0003 «Assessment of the dependence of CO₂ fluxes on the surface of the Black Sea on the physico-chemical characteristics of the marine environment and obtaining characteristics of seasonal changes in fluxes», and with the support of the RFBR project No. 20-35-90103.

For citation: Gurov, K.I., Gurova, Yu.S., Orekhova, N.A. and Kononov, S.K., 2022. Formation of the Ecological Risk Zones in the Coastal Water Areas of the Kerch Strait. *Physical Oceanography*, 29(6), pp. 619-635. doi:10.22449/1573-160X-2022-6-619-635

Введение

Акватория Керченского пролива является экологически неблагоприятным районом. Здесь осуществляются дампинг грунтов, дноуглубление, отмечается постоянное увеличение антропогенного пресса на морскую среду, что не могло не отразиться на различных составляющих экосистемы пролива – водообмене, вертикальной стратификации вод, гипоксии, миграции промысловых рыб, их массовой гибели и т. д. [1–4]¹. При этом Керченский пролив является важной как промысловой, так и туристической зоной, и ухудшение качества вод отражается на его социально-экономической привлекательности.

К основным показателям оценки экологического состояния морских экосистем относится содержание кислорода как ключевого компонента, определяющего окислительно-восстановительную обстановку и саму возможность существования аэробных биологических организмов. Основными факторами, влияющими на концентрацию кислорода, являются температура, контролирующая растворимость кислорода в воде, а также содержание и реакционная способность органического вещества, определяющие интенсивность расхода кислорода [5]. В случаях, когда скорость потребления кислорода превышает скорость его поступления, в водной толще и донных отложениях развивается дефицит кислорода [6]. Это приводит к смещению последовательности биогеохимических процессов с участием органического вещества со сменой аэробных условий на анаэробные [5]: при исчерпании всего кислорода и отсутствии других кислородсодержащих компонентов (нитраты/нитриты, оксиды марганца и железа) основным окислителем органического вещества в морских системах выступают сульфаты, а продуктом их восстановления являются восстановленные формы серы. В результате формируются бескислородные зоны [5, 7]. В этих условиях происходит угнетение дыхательной деятельности бентосных организмов и снижение их видового разнообразия [8] с преобладанием видов, выживающих в условиях дефицита кислорода [9].

Таким образом, постоянное увеличение антропогенной нагрузки на прибрежные акватории проявляется в увеличении концентрации биогенных и органических веществ. Это приводит к накоплению органического вещества

¹ Иванов В. А., Шапиро Н. Б. Моделирование течений в Керченском проливе // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное исследование ресурсов шельфа. 2004. Вып. 10. С. 207–232; Ломакин П. Д., Панов Д. Б., Спиридонова Е. О. Изменение важнейших составляющих экосистемы Керченского пролива после сооружения тузлинской дамбы. Севастополь, 2008. 74 с. (Препринт / МГИ).

в донных отложениях и его вовлечению в биогеохимические процессы. Так, деструкция органического вещества сопровождается потреблением кислорода в поверхностном слое донных отложений и придонном слое вод, крайним случаем которого является развитие гипоксии и аноксии, появление восстановленных форм серы и железа. Это вызывает ухудшение условий существования, угнетение дыхания, гибель придонных организмов и формирование зон экологического риска.

Характеристики водной толщи в Керченском проливе определяются интенсивной антропогенной нагрузкой, динамикой вод и подвергаются значительной пространственно-временной изменчивости [10, 11]. Донные отложения в отличие от водной толщи более консервативны по своим характеристикам. Это дает возможность исследовать трансформацию природных циклов и перераспределение различных компонентов, переход их из одной формы в другую, более доступную. В частности, определение уровня загрязнения донных осадков считается одним из наиболее удобных и объективных способов оценки состояния морской среды прибрежных районов [12], а изучение окислительно-восстановительных условий позволяет дать прогноз вероятности развития зон дефицита кислорода и зон экологического риска.

В наибольшей степени на концентрацию кислорода и окислительно-восстановительные условия в донных отложениях влияют наличие и реакционная способность органического вещества, а также гранулометрический состав отложений.

В Керченском проливе основными источниками органического вещества являются воды Азовского моря при ветрах северного направления, абразионные берега Керченского и Таманского п-овов и антропогенная деятельность [13–15]².

В последнее время уделяется мало внимания фундаментальным исследованиям донных осадков Керченского пролива. Сотрудники Морского гидрофизического института в 2008–2014 гг. уже выполняли исследования структуры течений в Керченском проливе³. Основные векторы изучения системы вода – взвешенное вещество – донные отложения относятся к таким проблемам, как строительство в акватории дамбы⁴, накопление и распространение различных загрязняющих веществ (тяжелые металлы [12, 16], алифатические

² Пасынков А. А. К вопросу о литодинамических процессах в Керченском проливе и районе острова Коса Тузла // Геология и полезные ископаемые Мирового океана. 2005. № 2. С. 120–126.

³ Гидрофизическая характеристика Керченского пролива в декабре 2009 г. / Г. Ф. Джиганшин [и др.] // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2010. Вып. 23. С. 153–158 ; Керченский пролив в осенний период 2011 года: результаты совместных комплексных исследований, выполненных в экспедициях МГИ НАН Украины и ЮНЦ РАН / В. А. Иванов [и др.] // Морской гидрофизический журнал. 2014. № 1. С. 44–57 ; Течения в Керченском проливе, ADCP-наблюдения, сентябрь 2011 года / В. А. Иванов [и др.] // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2012. Вып. 26, т. 1. С. 170–178 ; Течения в Керченском проливе по данным ADCP наблюдений 2008 – 2009 годов / А. Н. Морозов [и др.] // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2010. Вып. 22. С. 253–267.

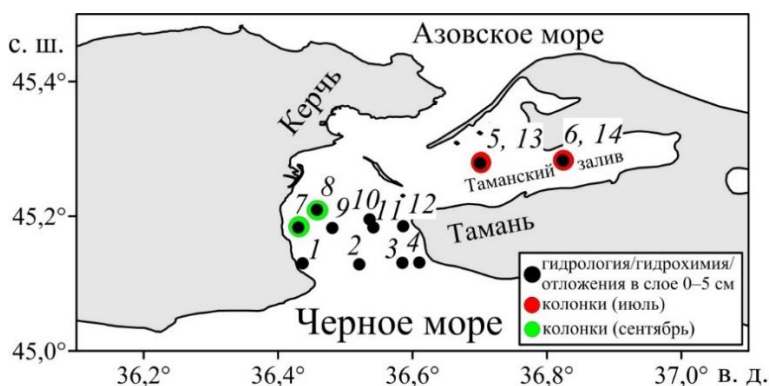
⁴ Ломакин П. Д., Спиридонова Е. О. Динамика донных отложений в Керченском проливе до и после строительства Тузлинской дамбы // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2008. № 17. С. 215–224.

[17] и полициклические ароматические углеводороды [18], хлороформ-экстрагируемые вещества [19]), в том числе после аварий судов в проливе [20, 21]. В то же время влияние гидролого-гидрохимических характеристик придонного слоя вод и геохимических характеристик донных отложений на формирование и динамику окислительно-восстановительных условий в донных отложениях Керченского пролива практически не исследовано.

Цель данной работы – изучить особенности гидролого-гидрохимической структуры придонного слоя вод и распределения геохимических параметров в толще донных осадков; оценить основные факторы формирования окислительно-восстановительных условий в донных отложениях Керченского пролива. В работе использовались материалы тезисов конференции ⁵.

Материалы и методы исследования

Комплексные исследования экосистемы Керченского пролива в июле и сентябре 2020 г. включали гидролого-гидрохимические исследования водной толщи и анализ физико-химических характеристик донных отложений. Схема станций отбора проб воды и донных отложений показана на рис. 1. Пробы на ст. 1–6 были отобраны в июле, на ст. 7–14 – в сентябре 2020 г.



Р и с. 1. Схема станций для гидролого-гидрохимических и геохимических исследований в акватории Керченского пролива и Таманского залива в июле и сентябре 2020 г.

Fig. 1. Scheme of the stations for hydrological, hydrochemical and geochemical studies in the Kerch Strait and the Taman Gulf water area in July and September, 2020

Для получения подробных (каждые 0,5 м) вертикальных профилей температуры и солёности использовали CTD-зонд ГАП-12, для исследования динамики вод в акватории Керченского пролива – ADCP WHM1200 (рабочая частота 1200 кГц) производства RDI, США. Прибор позволяет измерять профиль скорости течения в слое до 10–15 м с разрешением по глубине 1 м. Измерения

⁵ Орехова Н. А., Коновалов С. К. Формирование зон экологического риска в районе Керченского пролива // Закономерности формирования и воздействия морских, атмосферных опасных явлений и катастроф на прибрежную зону РФ в условиях глобальных климатических и промышленных вызовов («Опасные явления – III»): материалы III Международной научной конференции памяти члена-корреспондента РАН Д. Г. Матишова (г. Ростов-на-Дону, 15–19 июня 2021 г.). Ростов н/Д.: Изд-во ЮНЦ РАН, 2021. С. 320–324.

выполнялись в режиме выдержки прибора у поверхности моря с борта дрейфующего судна.

Отбор проб морской воды из поверхностного и придонного горизонтов осуществляли с помощью батометра, затем пробы доставляли в лабораторию на берегу.

Содержание растворенного кислорода в пробах воды определяли методом объемного титрования по Винклеру в модификации Карпентера [22]. Методика позволяет получить результаты с точностью до $\pm 0,010$ мл/л ($\pm 0,4$ мкМ). Степень насыщения кислородом (%) рассчитывали по формуле Вейса [23]

$$\ln C = A_1 + A_2 (100/T) + A_3 \ln (T/100) + A_4 (T/100) + S [B_1 + B_2 (T/100) + B_3 (T/100)^2], \quad (1)$$

где C – растворимость кислорода при общем давлении в 1 атм с учетом давления насыщенного водяного пара, мл/л; $A_{(1,2,3,4)}$ и $B_{(1,2,3)}$ – константы ($A_1 = -173,4292$, $A_2 = 249,6339$, $A_3 = 143,3483$, $A_4 = -21,8492$; $B_1 = -0,033096$, $B_2 = 0,014259$, $B_3 = -0,0017$); T – абсолютная температура, К; S – соленость, ‰.

Минеральные формы биогенных веществ (фосфаты, кремнекислота, аммонийный азот) анализировали фотометрическим методом на спектрофотометре КФК-3КМ после фильтрации проб морской воды через мембранный фильтр с размером пор 0,45 мкм (за исключением проб на определение содержания ионов аммония)⁶. При определении концентрации кремнекислоты вносили поправку на соленость, рассчитанную по формуле

$$C_{\text{ист}} = C_{\text{набл}} (1 + 0,0045 S), \quad (2)$$

где $C_{\text{ист}}$ – истинная концентрация кремнекислоты; $C_{\text{набл}}$ – наблюдаемая концентрация кремнекислоты; S , ‰ – конечная соленость анализируемой пробы⁶.

Аммонийный азот определяли с помощью модифицированного метода Сэджи – Солорзано для морской воды, в основе которого лежит фенол-гипохлоритная реакция с использованием нитропруссид натрия и цитрата натрия⁷. Для определения суммы нитратов и нитритов на проточном автоанализаторе *AutoAnalyzer AA II* (фирма *Bran+Luebbe*) использовался метод восстановления нитратов до нитритов с помощью омедненного кадмия.

Пробы поверхностного слоя донных осадков Керченского пролива для исследования пространственного распределения физических (гранулометрический состав, влажность) и химических (содержание общего, органического, карбонатного углерода) характеристик были отобраны с помощью дночерпателя ДЧ 0,025.

Гранулометрический состав донных отложений определяли по массовому содержанию частиц различной крупности, выраженному в процентах, по отношению к массе сухой пробы грунта, взятой для анализа. При этом применяли комбинированный метод декантации и рассеивания. Отделение алеврито-пелитовой фракции ($\leq 0,05$ мм) выполняли мокрым просеиванием с последующим определением сухой массы гравиметрически. Крупнозернистые фракции

⁶ Современные методы гидрохимических исследований океана / Под ред. О. К. Бордовского. М. : ИО АН СССР, 1992. 201 с.

⁷ Unesco technical papers in marine science. Thermodynamic of the carbon dioxide system in seawater. Unesco, 1987. Vol. 51. P. 3–21.

(> 0,05 мм) разделяли ситовым методом сухого просеивания с использованием стандартных сит (ГОСТ 12536-2014).

Содержание углерода ($C_{орг}$, $C_{карб}$, $C_{общ}$) определяли кулонометрически на экспресс-анализаторе АН-7529 по методике, адаптированной для морских донных отложений [24].

Отбор проб колонок отложений (ст. 5, 6, 7, 8, 13, 14) проводили с помощью ручного пробоотборника и акриловой грунтовой трубки с внутренним диаметром 60 мм и вакуумным затвором. Отбор осуществляли таким образом, чтобы сохранить тонкую структуру осадка и придонного слоя вод. На борту колонки закрывали снизу пробкой и транспортировали на берег.

Для получения химического профиля поровых вод (содержание растворенных O_2 , $Mn(II)$, $Fe(II, III)$, FeS , H_2S) применяли полярографический метод анализа с использованием стеклянного $Au-Hg$ -микроэлектрода [25, 26]. Хлор-серебряный электрод использовали в качестве электрода сравнения, платиновый – как вспомогательный. Профилирование колонок донных отложений проводили с вертикальным разрешением в диапазоне 1–10 мм. Погрешность метода 10%.

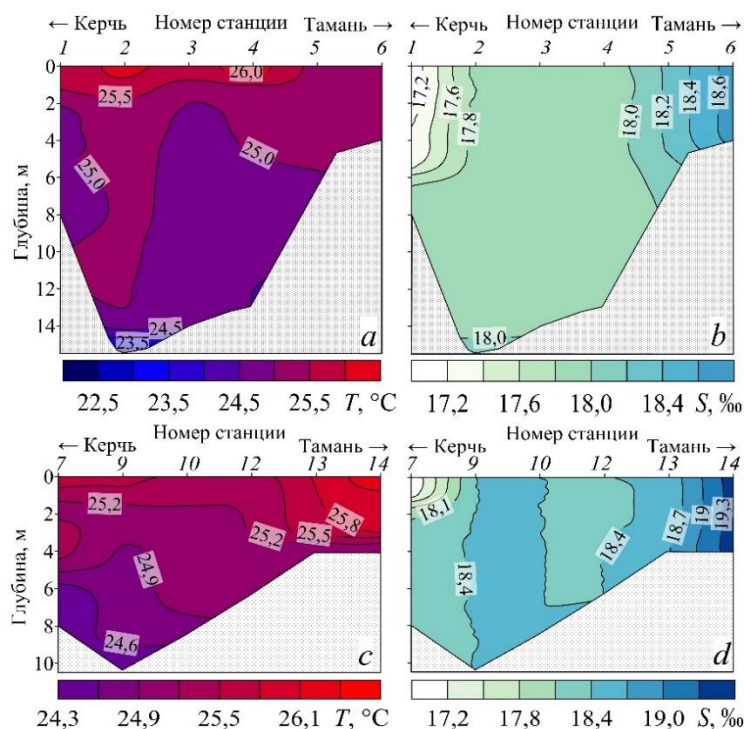
Результаты и обсуждение

Гидрология и гидродинамика вод.

По характеру вертикальных профилей на станциях, выполненных в июле, термохалинную структуру в южной части Керченского пролива и Таманском заливе можно разделить на три типа. Особенности пространственного и вертикального распределения гидрологических параметров показаны на рис. 2. Воды первого типа расположены у западного берега исследуемой области (ст. 1), для них характерна минимальная для всей съемки соленость (17‰) (рис. 2, *b*). По-видимому, характеристики верхнего слоя вод (0 м) на этом участке определялись метеорологическими условиями (ветер северного направления (<https://www.ventusky.com>)) и вкладом азовоморских вод, а пониженная соленость в подповерхностном слое – совместным влиянием площадного пресноводного стока с берегов Керченского п-ова и поступлением вод из Азовского моря (рис. 2, *a, b*) [10]. С глубиной величины солености незначительно растут, это можно объяснить поступлением черноморских вод, на что указывают данные векторов течений на глубине 2 м (рис. 3, *a*).

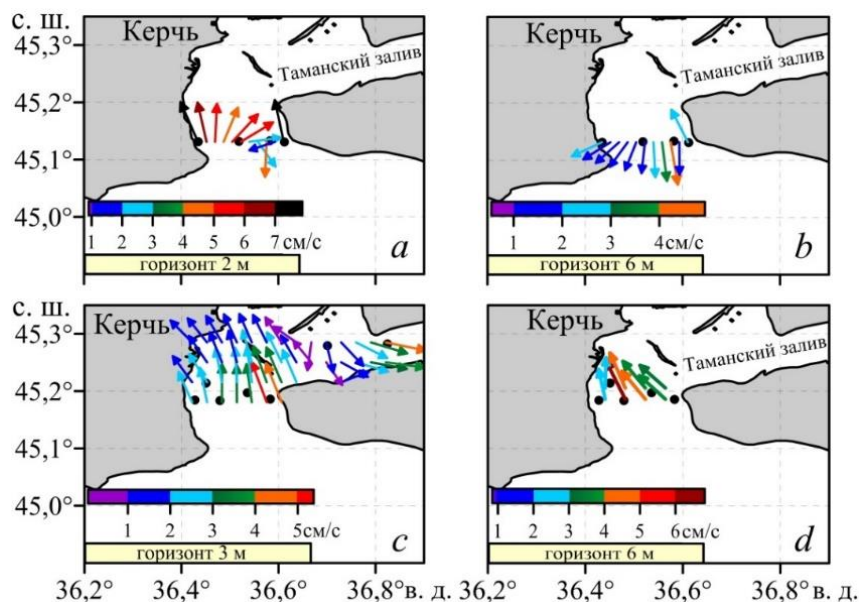
Воды Таманского залива (ст. 4, 6) равномерно прогреты по глубине (25,4°C), для них отмечена максимальная соленость (18,6‰) (рис. 2, *b*). Термохалинная структура вод залива может объясняться как результатом выраженной стратификации вод и интенсивного испарения в летний период, так и вкладом вод Черного моря (рис. 3, *a*).

В центральной части исследуемого разреза (ст. 2–4) и вблизи берегов Таманского п-ова наблюдались водные массы с выраженным вертикальным градиентом температуры (26,2–23,5°C) и однородной по глубине соленостью 17,8–17,9‰ (рис. 2, *b*), что объясняется поступлением вод со стороны Азовского моря. Полученные результаты подтверждаются данными результатов измерений ADCP (рис. 3, *b*).



Р и с. 2. Распределение температуры и солёности в толще вод Керченского пролива и Таманского залива в июле (a, b) и сентябре (c, d) 2020 г.

F i g. 2. Temperature and salinity distribution in the water columns of the Kerch Strait and the Taman Gulf in July (a, b) and September (c, d), 2020



Р и с. 3. Профили течений по данным ADCP в июле (a, b) и сентябре (c, d) 2020 г.

F i g. 3. Current profiles based on the ADCP data in July (a, b) and September (c, d), 2020

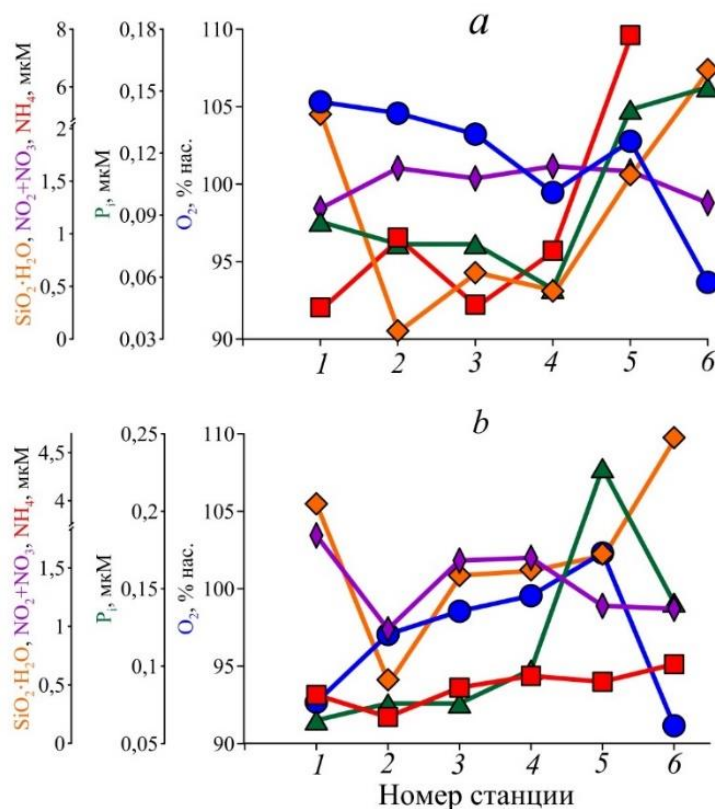
В сентябре во всей толще вод преобладает поступление черноморских вод (рис. 3, *c, d*). В результате масштабы распреснения в западной части разреза ограничиваются верхним двухметровым слоем (рис. 2, *d*). В центральной части Керченского пролива отмечены повышенные величины солености, которые в этот период превосходили летние значения (рис. 2, *b, d*), что подтверждает предположение о вкладе черноморских вод (рис. 3). Градиент температуры в центральной части разреза составил всего $\sim 1^{\circ}\text{C}$ на 10 м глубины (рис. 2, *c*). В водах Таманского залива в сентябре зафиксированы максимальная температура ($26,3^{\circ}\text{C}$) и максимальная соленость (до 19,4‰). Термохалинные характеристики, наблюдаемые в Таманском заливе, и слабый водообмен (средняя скорость течения 2,2 см/с) отразились на гидрохимических характеристиках вод. Ослабление динамики вод в Таманском заливе и высокую вероятность формирования слабых круговых течений ранее уже связывали со строительством Тузлинской дамбы⁸ [1].

Гидрохимический анализ вод.

Как было показано выше, в июле в поверхностном горизонте гидрохимическая структура вод определялась вкладом черноморских вод, в придонном – азовских (рис. 3, *a*). Можно отметить, что в этот период преобладал смешанный тип влияния динамики вод [11].

Концентрации гидрохимических параметров в поверхностном и придонном слоях вод в июле 2020 г. показаны на рис. 4. В этот период в толще вод Керченского пролива наблюдалось слегка повышенное содержание биогенных веществ (кроме кремнекислоты): в среднем концентрация фосфатов была 0,11 мкМ, ионов аммония 0,54 мкМ, суммы нитратов/нитритов 1,43 мкМ. Концентрация кислорода в среднем составила 230 мкМ, а степень насыщения вод кислородом достигала 100%. Максимальные концентрации биогенных веществ отмечены в поверхностном слое Таманского залива: концентрация ионов аммония достигала 7,79 мкМ, сумма нитратов/нитритов 1,59 мкМ, кремнекислоты 6,60 мкМ (рис. 4, *a*). При этом концентрация кислорода снижалась до 215 мкМ, степень насыщения вод кислородом – до 93%. В придонном слое вод Таманского залива концентрации биогенных веществ были значительно ниже: 0,6 мкМ в среднем для ионов аммония, 1,16 мкМ для суммы нитратов/нитритов, 3,1 мкМ для кремнекислоты (рис. 4, *b*). Повышенные значения биогенных веществ в акватории Таманского залива, по-видимому, определяются их поступлением с терригенным стоком с расположенных на Таманском п-ове сельскохозяйственных производств. Повышенная температура вод и соленость, а также активное потребление кислорода в придонном слое вод привели к тому, что степень его насыщения в центральной части Таманского залива (ст. 6) составила 91%, что на 7% ниже среднего значения по району.

⁸ *Иванов В. А., Шапиро Н. Б.* Моделирование течений в Керченском проливе // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2004. Вып. 10. С. 207–232 ; *Ломакин П. Д., Панов Д. Б., Спиридонова Е. О.* Изменение важнейших составляющих экосистемы Керченского пролива после сооружения тузлинской дамбы. Севастополь, 2008. 74 с. (Препринт / МГИ).



Р и с. 4. Профили гидрохимических характеристик в поверхностном (а) и придонном (б) слоях вод в июле 2020 г.

Fig. 4. Profiles of hydrochemical characteristics in the surface (a) and bottom (b) water layers in July, 2020

В сентябре основной вклад вносили черноморские воды (рис. 3, с, d). Помимо вклада биогеохимической составляющей (протекание фотосинтеза) снижению концентрации биогенных веществ в 2–3 раза по отношению к летним величинам способствовало преобладание черноморских вод в осенний период. Это также отразилось на концентрациях кислорода: величины выросли в среднем до 245 мкМ (104% нас.), в Таманском заливе – до 251 мкМ (110% нас.).

В целом за период исследований в водах Керченского пролива значительных отклонений от обычного распределения гидрохимических параметров не обнаружено [13–15]. Однако поступление дополнительного количества биогенных веществ способствует продукции фитопланктона в поверхностных водах и дальнейшему его оседанию и накоплению в донных отложениях. Интенсивное поступление взвешенного органического вещества в донные отложения приводит к росту доли мелкозернистого материала осадка и увеличению содержания в них органического углерода. Следующим этапом будет изменение окислительно-восстановительных условий в донных отложениях.

Геохимический анализ.

Поверхностный слой современных донных отложений Керченского пролива исследован достаточно подробно ⁹ [27]. В этих работах отмечено, что в прибрежной зоне пролива на мелководье отложения представлены комплексом из песчаного, галечного и ракушечного материала. Ракушечные поля сконцентрированы непосредственно вблизи берегов Керченского п-ова. Пески, представленные кварцевыми и органогенно-обломочными разновидностями, распространяются до глубин 3–5 м. В местах впадин и понижений рельефа в проливе распространены мелкоалевритовые и алеврито-глинистые илы.

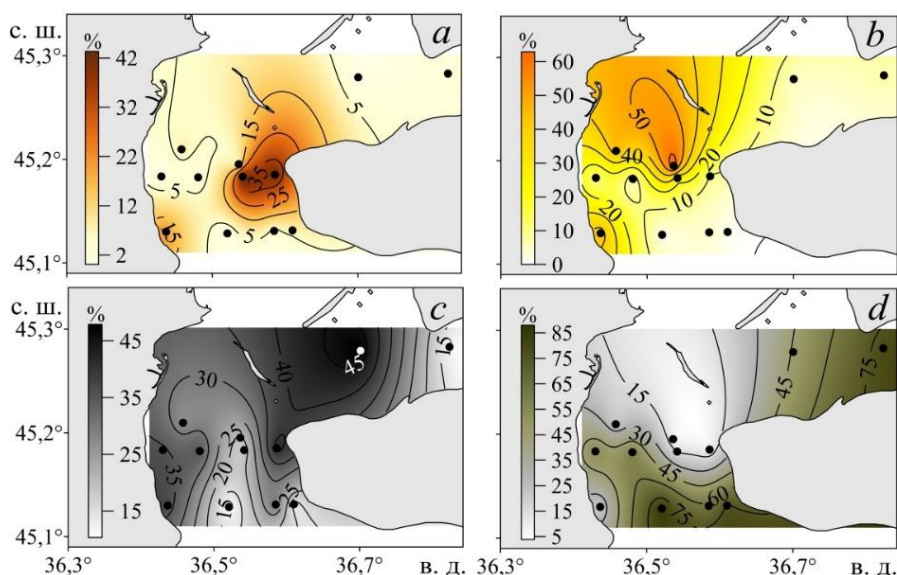
Однако данные ранних исследований объективно устарели, учитывая постоянно возрастающие скорости осадконакопления в проливе и особенно в его кутовых частях [27, 28]. Кроме того, отложения Таманского залива в данных работах практически не исследованы.

В результате гранулометрического анализа проб поверхностного слоя донных отложений Керченского пролива были выделены особенности пространственного распределения основных фракций: гравийной (10–1 мм), песчаной (1–0,1 мм), алеврито-пелитовой (0,1–0,05 мм) и пелито-алевритовой (< 0,05 мм) (рис. 5). Осадочный материал Керченского пролива генетически разнородный, он представлен в основном продуктами разрушения пород Керченского и Таманского п-овов ¹⁰.

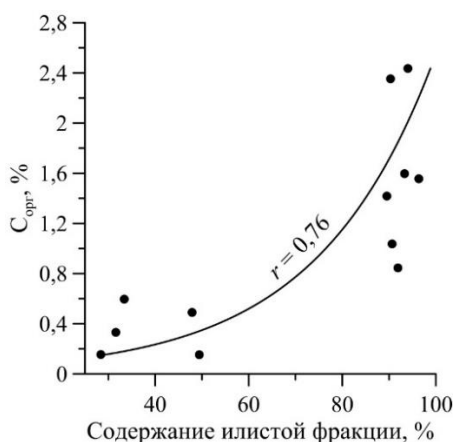
Анализ результатов, полученных в данной работе, показал, что донные отложения Керченского пролива представлены преимущественно пелито-алевритовыми илами с включениями песчаного материала и отдельными включениями ракушечного детрита вблизи берега. В среднем для всех проб доля мелкодисперсного материала составила 70%, из которых 44% пришлось на пелито-алевритовую фракцию и 26% – на алеврито-пелитовую. Установлено, что повышенное содержание илистого материала, в том числе пелитовой фракции (76–86%), отмечается на станциях в южной, юго-западной частях Керченского пролива (90–96%) и в центральной части Таманского залива (90–94%) (рис. 5, с, d). Содержание песчаного материала изменяется в диапазоне 2–65%, максимальные величины отмечаются у западного берега в южной части залива, минимальные – у восточного берега в южной части пролива и в Таманском заливе (рис. 5, b). Гравийный материал в поверхностном слое отложений представлен фрагментарно и в основном в виде мелких и средних раковин и осколков раковин. Повышенное содержание (41–45%) отмечается на прибрежных станциях у восточного берега (рис. 5, a).

⁹ Шнюков Е. Ф., Паланский М. Г. Геологическое значение некоторых геохимических исследований современных донных отложений Керченского пролива. Литолого-геохимические условия формирования донных отложений. Киев : Наукова думка, 1979. С. 3–17 ; Геология шельфа УССР. Керченский пролив / Под ред. Д. Е. Макаренко. Киев : Наукова думка, 1981. 158 с.

¹⁰ Морфология и динамика абразионных берегов Керченского пролива в пределах Украины / Ю. Д. Шуйский [и др.] // Екологічні проблеми Чорного моря. 2003. Вып. 5. С. 421–431.



Р и с. 5. Пространственное распределение в 2020 г. фракций гранулометрического состава донных отложений: *a* – гравийной; *b* – песчаной; *c* – алеврито-пелитовой; *d* – пелито-алевритовой
Fig. 5. Spatial distribution of the fractions of granulometric composition of bottom sediments in 2020: *a* – gravel; *b* – sandy; *c* – aleuritic-pelitic; *d* – pelitic-aleuritic



Р и с. 6. Зависимость между содержанием органического углерода и долей илистой фракции
Fig. 6. Relationship between the organic carbon content and the silt fraction proportion

Содержание $C_{\text{орг}}$ изменяется от 0,2–0,6% сух. масс. в гравийно-песчаных отложениях юго-западной части Керченского пролива до 2,3–2,8% сух. масс. в илистых отложениях Таманского залива со средним значением 1,3% ($n = 14$). Полученные количественные характеристики хорошо согласуются с литературными данными [27]. Повышенные концентрации $C_{\text{орг}}$ наблюдались для проб с максимальной долей (> 90%) илистого материала (рис. 6). Корреляция между содержанием $C_{\text{орг}}$ и иловой фракции составила 0,76, что в первую очередь определяется взаимосвязью с содержанием пелито-алевритового матери-

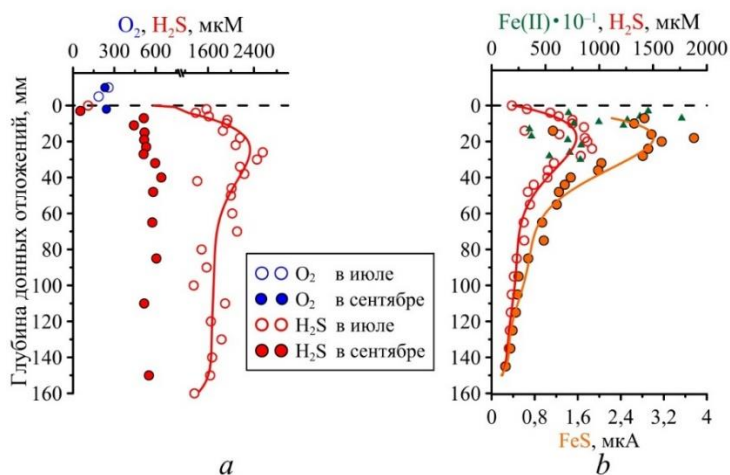
ала (корреляционная зависимость составляет 0,7), тогда как корреляция с алеврито-пелитовой фракцией довольно слабая (0,3). Такой тип взаимосвязи между содержанием $S_{\text{орг}}$ и гранулометрическими фракциями является «классическим» для морских донных отложений и, в частности, для прибрежных отложений Черного моря [27].

Содержание $S_{\text{карб}}$ в поверхностном слое донных отложений изменяется от 0,8–1,6% сух. масс. в Таманском заливе и в южной глубоководной части пролива до 4,6–6,0% сух. масс. на мелководных станциях у западного берега в центральной части Керченского пролива. Выявлено, что минимальные величины $S_{\text{карб}}$ сопровождаются максимальными концентрациями илов (90–96%). Максимальная корреляция (0,6) наблюдается для гравийного и песчаного материала.

Для донных отложений Таманского залива и юго-западной части Керченского пролива получены вертикальные профили содержания $S_{\text{орг}}$ и отмечена тенденция к снижению его концентрации с глубиной. Физико-химические характеристики донных отложений отражаются и на характеристиках химического состава поровых вод в них.

Химический состав поровых вод донных отложений.

В донных отложениях западной части Таманского залива (ст. 5) отмечены анаэробные условия (рис. 7, а). Этому способствовали затрудненный водообмен в акватории залива [3, 4], который приводил к ограничению потока кислорода в придонный слой вод, и мелкодисперсный характер осадка, затрудняющего поступление кислорода в донные отложения. Кроме того, повышенное содержание органического углерода (2,32–2,75%) способствовало потреблению кислорода на его окисление. В июле максимальная концентрация сероводорода достигала 2600 мкМ, к сентябрю его содержание значительно снизилось, хотя характер распределения остался прежним (рис. 7, а). Возможно, это связано с переходом растворенных форм сульфидов в осадок (например, образование пирита).

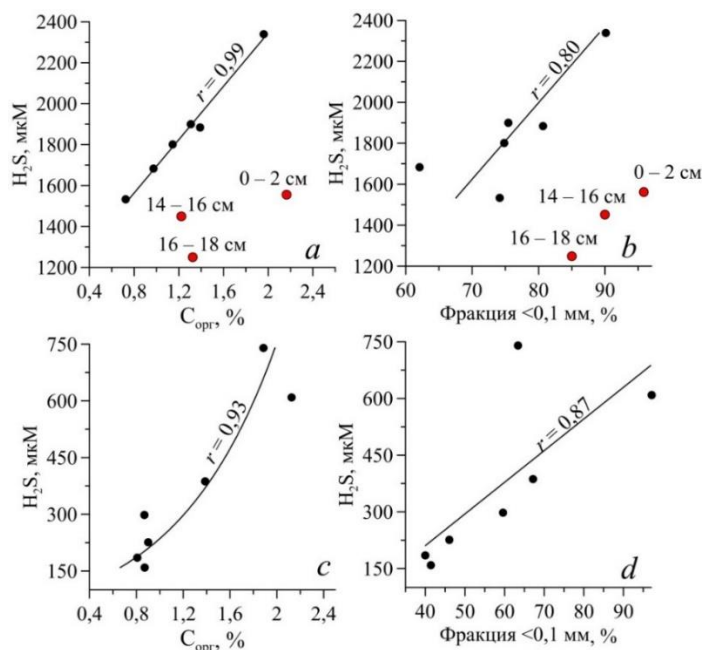


Р и с. 7. Вертикальные профили поровых вод донных отложений Таманского залива на ст. 5 (а) и 6 (б)

F i g. 7. Vertical profiles of the bottom sediments pore waters in the Taman Gulf at stations 5 (a) and 6 (b)

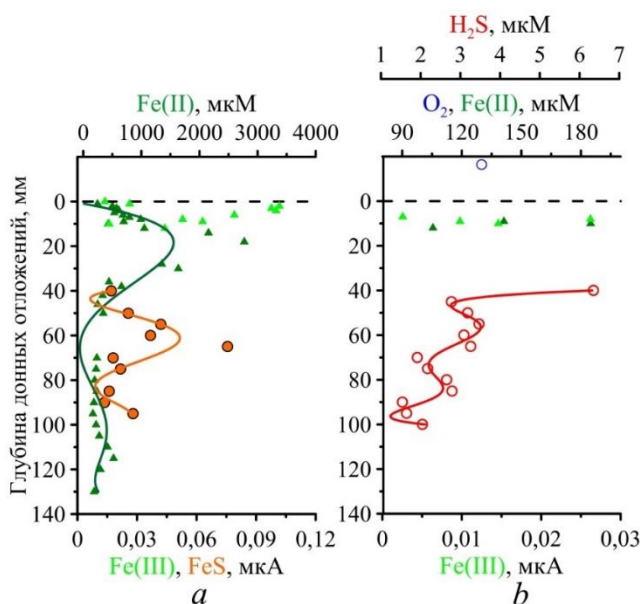
На ст. 5 в слое осадка 2–14 см отмечается уменьшение концентрации сероводорода, аналогичное уменьшению концентрации $C_{\text{орг}}$ (корреляция составила 0,99), что указывает на прямую зависимость снижения одной концентрации от другой (рис. 8, *a*). Затем в слое осадка 14–18 см концентрация $C_{\text{орг}}$ возрастает, а сероводорода убывает, как результат отмечается отрицательная корреляционная зависимость (–1). Аналогичная ситуация отмечена для зависимости между концентрацией сероводорода и долей илистой фракции в осадке (рис. 8, *b*). Таким образом, можно сделать вывод, что концентрация сероводорода в более глубоких слоях осадка не связана с его геохимическим составом. Корреляционная зависимость для всего проанализированного слоя осадка составила 0,36.

В поверхностном слое донных отложений центральной части Таманского залива (ст. 6) кислород отсутствовал (рис. 7, *b*). Химия поровых вод определялась процессами с участием восстановленных форм железа и серы, а также продуктами их взаимодействия. Преобладающим компонентом поровых вод был сероводород со средней концентрацией 465 мкМ. Его концентрация увеличивалась с глубиной, достигая максимума на 24 мм (933 мкМ), а затем убывала. Также было отмечено присутствие моносульфида железа, распределение которого аналогично распределению сульфидов. В донных отложениях наблюдались анаэробные условия. Для ст. 6 установлена высокая корреляционная зависимость (0,93) между концентрацией сероводорода и содержанием $C_{\text{орг}}$ (рис. 8, *c*), а также между концентрацией сероводорода и долей илистой фракции (0,87) (рис. 8, *d*).



Р и с. 8. Зависимость между концентрациями H_2S в поровых водах и $C_{\text{орг}}$ на ст. 5 (*a*) и 6 (*c*), H_2S и содержанием илистой фракции на ст. 5 (*b*) и 6 (*d*) в донных отложениях

F i g. 8. Relationships between the concentration of H_2S in pore water and $C_{\text{орг}}$ at stations 5 (*a*) and 6 (*c*), and that of H_2S and the silt fraction content at stations 5 (*b*) and 6 (*d*) in bottom sediments



Р и с. 9. Вертикальные профили поровых вод донных отложений в юго-западной части Керченского пролива на ст. 7 (a) и 8 (b)
F i g. 9. Vertical profiles of the bottom sediments pore waters in the southwestern part of the Kerch Strait at stations 7(a) and 8(b)

Несмотря на то что в прибрежных районах Керченского п-ова со стороны Черного моря активные гидродинамические процессы способствовали поступлению кислорода в придонный слой вод (рис. 2, 3), в поверхностном слое осадка на станциях в юго-западной части (ст. 7, 8) кислород отсутствовал. Основными компонентами поровых вод здесь являлись восстановленные формы железа (рис. 9). Поровые воды отличались высоким содержанием Fe(II), максимум был отмечен на 18 мм (2769 мкМ), что сопоставимо с его концентрацией в наиболее антропогенно нагруженных акваториях Севастопольского региона [29], с глубиной концентрация уменьшалась. Средняя концентрация Fe(II) составила 626 мкМ. Таким образом, в верхнем слое донных отложений были зафиксированы субкислородные условия.

Выводы

Получены новые комплексные экспедиционные данные, включающие гидролого-гидрохимические характеристики вод и геохимические характеристики донных отложений для акватории Керченского пролива, имеющей приоритетное значение для развития социально-экономического потенциала региона. Полученные данные по изменению химических характеристик поровых вод позволили выделить районы, где формирование донных отложений происходит в субкислородных и анаэробных условиях. В юго-западной части Керченского пролива отмечены субкислородные условия, в районе Таманского залива – анаэробные. Анализ влияния различных факторов (вертикальные профили температуры и солености, концентрация кислорода и степень насыщения

придонных вод кислородом, течения, содержание органического углерода и илистого материала) на состояние морской экосистемы пролива в условиях антропогенной нагрузки позволил оценить окислительно-восстановительные условия в толще донных отложений. Показано, что активная эксплуатация большинства прибрежных районов привела к тому, что в толще отложений основные процессы определялись реакциями с участием восстановленных соединений железа и серы. Установлено, что затрудненный водообмен в районе Таманского залива и накопление органического вещества в донных отложениях за счет поступления значительного количества взвеси привели к ограничению потока кислорода в придонный слой вод, а мелкодисперсный характер осадков затруднял поступление кислорода в донные отложения. В результате этого произошло заиливание Таманского залива, интенсивное потребление кислорода на окисление органического вещества и развитие анаэробных условий, появление сероводорода уже в поверхностном слое донных отложений.

Отсутствие кислорода и появление сероводорода вызывает угнетение дыхания и массовую гибель донных организмов. Таким образом, установлено, что зафиксированные в настоящее время окислительно-восстановительные условия в верхнем слое отложений привели к формированию зон экологического риска в экосистеме Керченского пролива.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Брянцев В. А.* Возможные экологические последствия сооружения Тузлинской дамбы (Керченский пролив) // Морской экологический журнал. 2005. Т. 4, № 1. С. 47–50.
2. *Еремеев В. Н., Иванов В. А., Ильин Ю. П.* Океанографические условия и экологические проблемы Керченского пролива // Морской экологический журнал. 2003. Т. 2, № 3. С. 27–40.
3. *Ломакин П. Д., Боровская Р. В.* Характеристика современного состояния системы течений в Керченском проливе на базе спутниковых и контактных наблюдений // Исследование Земли из космоса. 2006. № 6. С. 65–72.
4. *Фомин В. В., Иванов В. А.* Совместное моделирование течений и ветрового волнения в Керченском проливе // Морской гидрофизический журнал. 2007. № 5. С. 3–20.
5. *Orekhova N. A., Konovalov S. K.* Oxygen and Sulfides in Bottom Sediments of the Coastal Sevastopol Region of Crimea // Oceanology. 2018. Vol. 58. P. 679–688. doi:10.1134/S0001437018050107
6. *Diaz R. J.* Overview of Hypoxia around the World // Journal of Environmental Quality. 2001. Vol. 30, iss. 2. P. 275–281. doi:10.2134/jeq2001.302275x
7. Reactive transport in surface sediments. I. Model complexity and software quality / F. J. R. Meysman [et al.] // Computers & Geosciences. 2003. Vol. 29, iss. 3. P. 291–300. doi:10.1016/S0098-3004(03)00006-2
8. Natural and human-induced hypoxia and consequences for coastal areas: synthesis and future development / J. Zhang [et al.] // Biogeosciences. 2010. Vol. 7. P. 1443–1467. doi:10.5194/bg-7-1443-2010
9. *Лосовская Г. В.* Об индикаторных и толерантных видах полихет (на примере северо-западной части Черного моря) // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2011. Вып. 25, т. 1. С. 327–334.
10. Распространение вод из Керченского пролива в Черное море / А. А. Алескерова [и др.] // Морской гидрофизический журнал. 2017. № 6. С. 53–64. doi:10.22449/0233-7584-2017-6-53-64

11. Горячкин Ю. Н., Кондратьев С. И., Лисиченко А. Д. Гидролого-гидрохимические характеристики и динамика вод в Керченском проливе в марте 2004 г. // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2005. № 12. С. 108–119.
12. Котельянец Е. А., Коновалов С. К. Тяжелые металлы в донных отложениях Керченского пролива // Морской гидрофизический журнал. 2012. № 4. С. 50–60.
13. Комплексные исследования Керченского пролива / В. В. Сапожников [и др.] // Океанология. 2011. Т. 51, № 5. С. 951–953.
14. Жугайло С. С. Мониторинг качества вод Керченского пролива и предпроливной зоны Черного моря в современных условиях // Системы контроля окружающей среды. 2015. Вып. 1 (21). С. 63–66.
15. Динамика основных гидрохимических характеристик качества вод Керченского пролива в современных условиях / С. С. Жугайло [и др.] // Труды Южного научно-исследовательского института рыбного хозяйства и океанографии. 2011. Т. 49. С. 137–146.
16. Gurov K. I., Kurinnaya Yu. S., Kotelyanets E. A. Features of Accumulation and Spatial Distribution of Microelements in Bottom Sediments of the Crimea Coastal Regions // Ed. T. Chaplina. Cham, Switzerland : Springer Geology, 2021. P. 119–130. (Processes in GeoMedia Series, vol. III). https://doi.org/10.1007/978-3-030-69040-3_12
17. Немировская И. А., Завьялов П. О., Храмова А. В. Углеводороды в водах и донных осадках Керченского пролива // Водные ресурсы. 2021. Т. 48, № 2. С. 183–193. doi:10.31857/S0321059621020085
18. Содержание и состав углеводородов в воде и осадках в районе Керченского пролива / И. А. Немировская [и др.] // Доклады Российской академии наук. Науки о Земле. 2020. Т. 492, № 1. С. 118–123. doi:10.31857/S2686739720050175
19. Тихонова Е. А., Бурдиян Н. В., Соловьёва О. В. Химико-микробиологическая характеристика вод и донных отложений Керченского пролива и прилегающих акваторий // Морской биологический журнал. 2017. Т. 2, № 3. С. 75–85. doi:10.21072/mbj.2017.02.3.07
20. Клёнкин А. А., Агапов С. А. Динамика распределения нефтепродуктов в воде и донных отложениях Азовского и Черного морей после аварии судов в Керченском проливе // Водные ресурсы. 2011. Т. 38, № 2. С. 214–222.
21. Матишов Г. Г., Инжебейкин Ю. И., Савицкий Р. М. Воздействие на среду и биоту аварийного разлива нефтепродуктов в Керченском проливе в ноябре 2007 г. // Водные ресурсы. 2013. Т. 40, № 3. С. 259–273.
22. Еремеев В. Н., Коновалов С. К., Романов А. С. Особенности распределения кислорода и сероводорода в водах Черного моря в зимне-весенний период // Морской гидрофизический журнал. 1997. № 4. С. 32–46.
23. Weiss R. F. The solubility of nitrogen, oxygen and argon in water and seawater // Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts. 1970. Vol. 17, iss. 4. P. 721–735. doi:10.1016/0011-7471(70)90037-9
24. Люцарев С. В. Определение органического углерода в морских донных отложениях методом сухого сжигания // Океанология. 1986. Т. XXVI, вып. 4. С. 704–708.
25. Brendel P. J., Luther III G. W. Development of a Gold Amalgam Voltammetric Microelectrode for the Determination of Dissolved Fe, Mn, O₂, and S(—II) in Porewaters of Marine and Freshwaters Sediments // Environmental Science & Technology. 1995. Vol. 29, iss. 3. P. 751–761. doi:10.1021/es00003a024
26. Luther III G. W. Brendel P. J., Lewis B. L. Simultaneous measurement of O₂, Mn, Fe, Γ, and S(—II) in marine pore waters with a Solid-State voltammetric microelectrode // Limnology and Oceanography. 1998. Vol. 43, iss. 2. P. 325–333. doi:10.4319/lo.1998.43.2.0325
27. Органический углерод и карбонатность современных донных отложений Керченского пролива / Е. И. Овсянный [и др.] // Геохимия. 2015. № 12. С. 1120–1131. doi:10.7868/S0016752515120079

28. Хрусталеv Ю. П., Денисов В. И. Некоторые особенности распределения и интенсивность осаждения взвешенного материала в Керченском предпроливье Черного моря // *Океанология*. 2001. Т. 41, № 6. С. 945–954.
29. Окислительно-восстановительные условия и характеристики донных отложений бухт Севастопольского региона / Ю. С. Куринная [и др.] // *Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон моря*. 2022. № 1. С. 42–54. doi:10.22449/2413-5577-2022-1-42-54

Об авторах:

Гуров Константин Игоревич, младший научный сотрудник, отдел биогеохимии моря, ФГБУН ФИЦ МГИ (299011, Россия, г. Севастополь, ул. Капитанская, д. 2), **ORCID ID: 0000-0003-3460-9650**, **ResearcherID: L-7895-2017**, gurovki@gmail.com

Гурова Юлия Сергеевна, ведущий инженер-исследователь, отдел биогеохимии моря, ФГБУН ФИЦ МГИ (299011, Россия, г. Севастополь, ул. Капитанская, д. 2), **ORCID ID: 0000-0002-9826-4789**, **ResearcherID: AAB-5628-2019**, kurinnaya-jul@yandex.ru

Орехова Наталья Александровна, ведущий научный сотрудник, зав. отделом биогеохимии моря, ФГБУН ФИЦ МГИ (299011, Россия, г. Севастополь, ул. Капитанская, д. 2), кандидат географических наук, **ORCID ID: 0000-0002-1387-970X**; **ResearcherID: I-1755-2017**; **Scopus Author ID: 35784884700**; natalia.orekhova@mhi-ras.ru

Коновалов Сергей Карпович, директор ФГБУН ФИЦ МГИ (299011, Россия, г. Севастополь, ул. Капитанская, д. 2), доктор географических наук, член-корреспондент РАН, **ORCID ID: 0000-0002-5200-8448**, **ResearcherID: F-9047-2014**, sergey_konovalev@yahoo.com

Стационарное и нестационарное описание сезонной изменчивости уровня Балтийского моря по данным мареографических измерений

Е. А. Захарчук^{1, 2}, В. Н. Сухачев^{1, 2, ✉}, Н. А. Тихонова^{1, 2},
Е. Н. Литина^{1, 2}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

² Государственный океанографический институт имени Н. Н. Зубова, Москва, Россия

✉ syhachev@mail.ru

Поступила в редакцию 16.06.2022; одобрена после рецензирования 11.08.2022;
принята к публикации 09.09.2022.

Аннотация

Цель. Основной целью данной работы является оценивание в стационарном приближении величин амплитудно-фазовых характеристик сезонных колебаний уровня Балтийского моря за период 1971–2020 гг. и исследование особенностей и возможных причин их нестационарности.

Методы и результаты. Обосновывается описание сезонных колебаний суммой четырех гармоник: годовой (S_a), полугодовой (S_{sa}), третьгодовой (S_{ta}) и четвертьгодовой (S_{qa}). С помощью гармонического анализа рядов среднесуточных значений мареографических измерений уровня моря оцениваются средние значения сезонных колебаний уровня Балтийского моря, а также их межгодовая изменчивость. Результаты свидетельствуют, что амплитуды гармоник S_a , S_{sa} , S_{ta} и S_{qa} выделяются достоверно для всех рассматриваемых береговых пунктов. Особенности распределения в пространстве фазы свидетельствуют о статистически достоверном распространении возмущений уровня моря с периодом один год с юго-запада на север и северо-восток. Для других составляющих сезонных колебаний уровня моря (S_{sa} , S_{ta} и S_{qa}) пространственные изменения фазы очень маленькие и сравнимы со среднеквадратическими ошибками их расчета. В межгодовых изменениях сезонных колебаний уровня Балтийского моря хорошо выражена амплитудная модуляция с периодом огибающей около 20 лет для гармоники S_a и приблизительно от 2 до 10 лет для гармоник S_{sa} , S_{ta} и S_{qa} . Во временном ходе амплитуд гармоник S_a в период 1971–2020 гг. для всех станций отмечается значимый отрицательный тренд. Для выяснения причин выявленных особенностей межгодовых изменений гармоники S_a проводится нестационарный гармонический анализ рядов атмосферного давления, ветра и стерических колебаний уровня моря.

Выводы. Показано, что основное влияние на наблюдающиеся в последние полвека изменения годовых колебаний уровня моря оказывают аномалии годовых колебаний ветра и, в меньшей степени, атмосферного давления.

Ключевые слова: уровень моря, сезонные колебания, гармонический анализ, межгодовая изменчивость, тренды, ветер, атмосферное давление, стерические колебания

Благодарности: исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-27-00209, <https://rscf.ru/project/22-27-00209/>.

Для цитирования: Стационарное и нестационарное описание сезонной изменчивости уровня Балтийского моря по данным мареографических измерений / Е. А. Захарчук [и др.] // Морской гидрофизический журнал. 2022. Т. 38, № 6. С. 655–678. EDN XXXFYV doi:10.22449/0233-7584-2022-6-655-678

Stationary and Non-Stationary Description of the Seasonal Sea Level Oscillations in the Baltic Sea Based on the Tide Gauge Data

E. A. Zakharchuk^{1,2}, V. N. Sukhachev^{1,2}✉, N. A. Tikhonova^{1,2},
E. N. Litina^{1,2}

¹ St Petersburg University, Saint Petersburg, Russia

² N. N. Zubov State Oceanographic Institute, Moscow, Russia

✉ syhachev@mail.ru

Abstract

Purpose. The main purpose of the paper is to estimate in a stationary approximation the magnitudes of the amplitude-phase characteristics of the sea level seasonal fluctuations in the Baltic Sea in 1971–2020, and to study the features and possible reasons for their non-stationarity.

Methods and Results. The description of seasonal fluctuations is substantiated by a sum of 4 harmonics: the annual (*Sa*), semi-annual (*Ssa*), third-annual (*Sta*) and quarter-annual (*Sqa*) ones. The average values of the Baltic Sea level seasonal fluctuations, as well as their interannual variability are estimated using a harmonic analysis of the average daily values of the sea level mareographic measurements. The results indicate that the amplitudes of the harmonics *Sa*, *Ssa*, *Sta* and *Sqa* are reliably distinguished for all the coastal points under study. The features of the phase spatial distribution testify to a statistically reliable propagation of the sea level disturbances with a one-year period from the southwest to the north and to the northeast. For the other components of the sea level seasonal fluctuations (*Ssa*, *Sta* and *Sqa*), the spatial phase changes are very small and comparable to the standard errors of their calculation. The amplitude modulation with a period of about 20 years for the *Ssa* harmonic and approximately 2–10 years for the *Ssa*, *Sta* and *Sqa* ones is well pronounced in the interannual changes in the Baltic Sea level seasonal fluctuations. A significant negative trend for all the stations is observed in the time series of the *Sa* harmonic amplitudes in 1971–2020. In order to clarify the reasons of the revealed features of the *Sa* harmonic interannual changes, a non-stationary harmonic analysis of the atmospheric pressure series, wind and the sea level steric fluctuations is done in the study.

Conclusions. It is shown that the changes in the annual sea level fluctuations observed in 1971–2020 are mostly influenced by the anomalies of annual wind fluctuations, and to a lesser extent, by those of the atmospheric pressure.

Keywords: sea level, seasonal fluctuations, harmonic analysis, interannual variability, trends, wind, atmospheric pressure, steric fluctuations

Acknowledgements: the study was carried out with financial support of the Russian Science Foundation grant No. 22-27-00209

For citation: Zakharchuk, E.A., Sukhachev, V.N., Tikhonova, N.A. and Litina, E.N., 2022. Stationary and Non-Stationary Description of the Seasonal Sea Level Oscillations in the Baltic Sea Based on the Tide Gauge Data. *Physical Oceanography*, 29(6), pp. 619-635. doi:10.22449/1573-160X-2022-6-619-635

Введение

Сезонный ход уровня Балтийского моря проявляется в его понижении зимой до минимального значения в апреле – мае и повышении летом – осенью до максимума в ноябре – январе [1–3]. Эту сезонную ритмику в положении уровенной поверхности Балтики связывают с сезонными изменениями ветра, атмосферного давления, течений, плотности морской воды и составляющих водного баланса (осадки, испарение, материковый сток и водообмен с Северным морем) [4]. Квазистационарная компонента сезонных колебаний уровня Балтийского моря хорошо выражена и достоверно выделяется с помощью гармонического и спектрального анализов многолетних рядов среднемесячных значений уровня моря [1, 5, 6].

Сезонные колебания уровня играют важную роль в гидрологическом режиме Балтийского моря. Они оказывают заметное воздействие на берега и прибрежную инфраструктуру Балтики [7, 8], являются индикаторами ее водообмена с Северным морем [9–11]. Сезонные колебания уровня являются также индикаторами происходящих изменений метеорологических процессов [4] и наблюдающегося потепления климата [12]. Наши исследования показывают, что вклад сезонных колебаний Балтийского моря в опасные подъемы уровня на востоке Финского залива в отдельные годы может достигать 26% [13]. Численные эксперименты на трехмерной бароклинной модели свидетельствуют, что значительные по амплитуде собственные колебания Балтийского моря возбуждаются не только в диапазоне периодов от часов до 2 сут, как это считалось ранее [14], но также и в диапазоне сезонной изменчивости [15].

Исследования пространственной изменчивости сезонных колебаний уровня Балтийского моря проводились по результатам гармонического анализа многолетних рядов среднемесячных значений уровня, полученных на основе мареографических измерений [5, 6]. Результаты свидетельствовали, что амплитуда колебаний с годовым периодом меняется от 4–6 см в Датских проливах до почти 13 см в Финском заливе и на севере Ботнического залива. Амплитуды полугодовой компоненты сезонных колебаний оказались в несколько раз меньше и менялись от 1–2 см в прол. Каттегат и Датских проливах до 5 см в Финском заливе и в мелководной части Балтики в районе Аландских о-вов, где они достигали 5,7 см, а также у восточного побережья Швеции в Ботническом море (5,1–5,6 см) и в центральной части Финского залива (5,2 см) [5, 6]. Значение фазы годовых колебаний увеличивалось при движении от Датских проливов через открытую часть Балтики к вершине Ботнического залива на 30°. Фаза полугодовой гармоник в Балтийском море менялась от 20° в прол. Каттегат и на севере Ботнического залива до 50° на самом юге Ботнического моря [6].

Авторы работы [16] с помощью скользящего Фурье-анализа ряда среднемесячных значений уровня моря на ст. Стокгольм за период 1825–1984 гг. оценили межгодовую изменчивость амплитуд годовых и полугодовых составляющих сезонных колебаний. Их результаты показали наличие значимого положительного тренда в изменениях годовой компоненты уровня моря. Они предположили, что этот тренд может быть связан с вековыми изменениями океанографических условий в северо-восточной части Северной Атлантики, проявлениями которых являются движения океанического полярного фронта [16]. В другой своей работе, исследуя вековые изменения сезонных колебаний уровня на ст. Стокгольм, автор [17] приходит к выводу, что они связаны с межгодовыми изменениями сезонных колебаний ветра в переходной зоне между Северным и Балтийским морями.

Более поздние исследования также обнаружили положительный тренд в изменениях амплитуд годовой компоненты сезонных колебаний уровня в Балтийском море, который авторами связывался с Североатлантическим колебанием в десятилетних масштабах времени и с общей тенденцией потепления климата [18], а также с вековыми изменениями атмосферных осадков в регионе Балтийского моря [19].

Авторы работы [20] исследовали межгодовые изменения годовой компоненты сезонных колебаний уровня Балтийского моря за период 1900–2012 гг.

по данным его среднемесячных значений на 9 береговых станциях с помощью дискретного вейвлет-анализа. Они не выявили положительного линейного тренда в изменении амплитуды годовой компоненты сезонных колебаний уровня, который выделялся другими авторами [16, 18, 19], однако обнаружили чередующиеся периоды высоких и низких амплитуд в изменениях годового цикла сезонных колебаний уровня.

В работе [21] по спутниковым альтиметрическим данным оценивалась сезонная изменчивость уровня в одной точке открытой Балтики путем 18-летнего осреднения значений уровня за каждые сутки и за каждый месяц года. Полученные результаты сравнивались с подобными оценками, выполненными по данным мареографических наблюдений уровня на нескольких береговых станциях. В этой работе также исследовалась взаимосвязь между среднемесячными альтиметрическими значениями уровня и данными о речном стоке 75 самых больших рек, впадающих в Балтийское море. Сравнение не выявило корреляции между анализируемыми процессами [21].

Авторы работы [2] использовали метод циклостационарных эмпирических ортогональных функций для исследования закономерностей пространственной структуры и временных изменений годового цикла уровня в Балтийском море на основе среднемесячных данных спутниковой альтиметрии, мареографических измерений уровня моря и данных регионального модельного реанализа физических процессов Балтийского моря за период 1993–2014 гг. По мнению авторов, максимумы годового хода уровня наблюдались с декабря по февраль, а минимумы в апреле – мае. Для исследования причин межгодовых изменений оценок годового хода уровня Балтики авторы провели взаимный корреляционный анализ между главными компонентами годового хода уровня моря, рассчитанными по спутниковым альтиметрическим данным, и главными компонентами различных метеорологических параметров (зональный ветер, значения индекса Североатлантического колебания, атмосферное давление и температура воздуха). Результаты показали во всех случаях высокие оценки коэффициентов корреляции, достигающие значений 0,60–0,80.

Анализ перечисленных работ свидетельствует, что оценки характеристик сезонных колебаний уровня Балтийского моря проводились в подавляющем числе случаев на основе многолетних рядов среднемесячных значений уровня, полученных по данным мареографических наблюдений на сети береговых гидрометеорологических станций и спутниковой альтиметрии. Однако автор работы [22] показал, что вследствие неэквидистантности среднемесячных данных оценки амплитуд и фаз составляющих сезонных колебаний уровня имеют погрешности и для улучшения точности оценок их следует рассчитывать по рядам среднесуточных или ежечасных значений уровня. Исследования межгодовых изменений сезонных колебаний по среднемесячным данным, выполненные с помощью гармонического анализа путем расчетов их амплитуд и фаз за каждый год [6], показывают уменьшение рядов уровня до 12 значений в год, что сказывается на точности их оценок. Исследования сезонных колебаний, полученных на основе многолетнего осреднения среднесуточных значений уровня за каждые сутки года [21], нельзя считать достоверными, так как они содержат вклады квазистационарных колебаний из низкочастотного диапазона синоптического масштаба изменчивости, которые выявляются даже при

визуальном анализе сглаженных таким образом среднесуточных рядов уровня [21]. Причины межгодовых изменений характеристик сезонных колебаний уровня Балтийского моря остаются недостаточно изученными.

Цель данной работы – оценить с помощью гармонического анализа рядов среднесуточных значений мареографических измерений уровня моря амплитудно-фазовые характеристики четырех составляющих сезонных колебаний уровня Балтийского моря (S_a , S_{sa} , S_{ta} , S_{qa}) за период 1971–2020 гг. в стационарном приближении и с учетом нестационарности процесса, а также исследовать возможные причины их межгодовых изменений.

Данные и методы

Для исследования сезонных колебаний уровня Балтийского моря использовались среднесуточные и среднемесячные данные мареографических измерений на 29 береговых станциях Балтийского моря (рис. 1) различной продолжительности, которые были получены с ресурсов *E.U. Copernicus Marine Service Information* (URL: <http://marine.copernicus.eu>) и *PSMSL* (URL: <http://psmsl.org/>) [23], а для ст. Пионерский, Кронштадт, Горный Институт и Выборг – из Северо-Западного управления Росгидромета. В табл. 1 приведено описание этого массива данных. Для 24 станций продолжительность среднесуточных рядов составила 50 лет (1971–2020 гг.), для ст. Пионерский – 43 года (1977–2020 гг.). Наибольшую продолжительность имел ряд среднесуточных значений уровня на ст. Стокгольм за 1889–2020 гг. Для сравнения также были использованы данные среднемесячных значений уровня моря на 6 станциях за различный период времени (табл. 1).

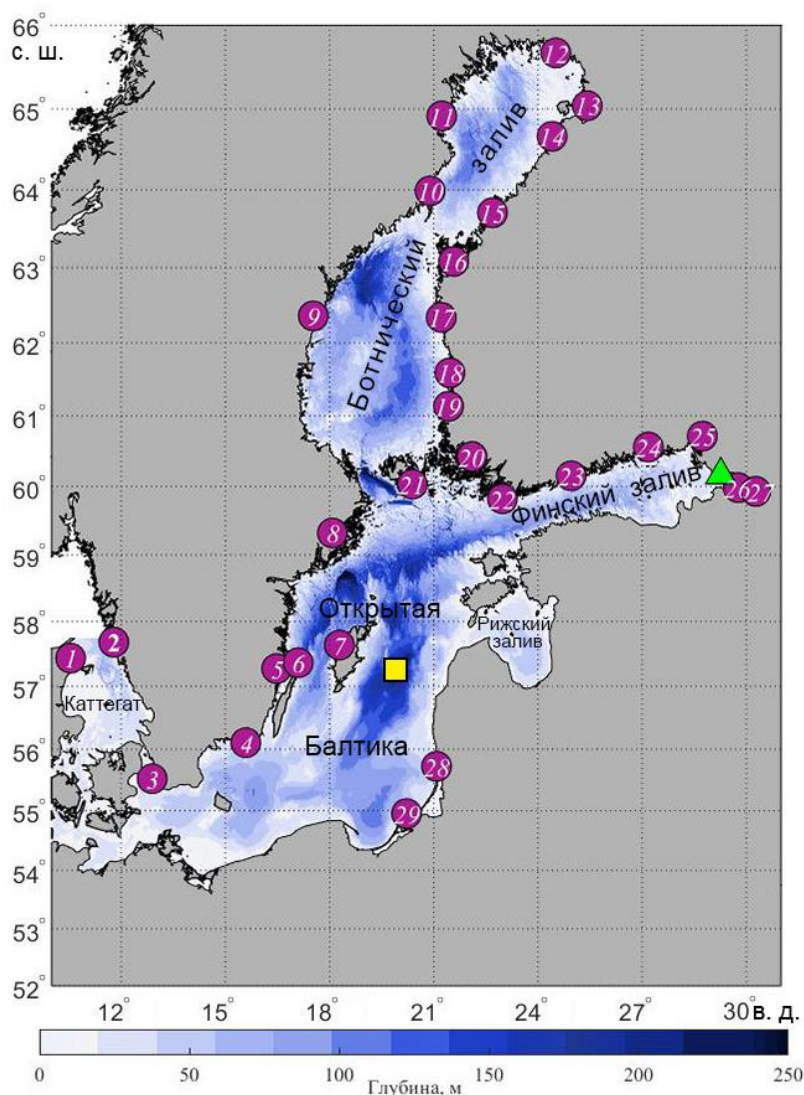
У подавляющего большинства рядов данных уровня моря количество пропусков было меньше 1%, и только в шести случаях их количество изменялось в диапазоне 2,1–8,1% (табл. 1).

Амплитуды (A) и фазы (G) сезонных колебаний уровня в стационарном приближении рассчитывались с помощью гармонического анализа, выполненного по методу наименьших квадратов, с учетом рекомендаций, представленных в работе [24]. Оценивались четыре гармоники: годовая (S_a) – 365,2 сут, полугодовая (S_{sa}) – 182,6 сут, третьегодовая (S_{ta}) – 121,8 сут и четвертьгодовая (S_{qa}) – 91,3 сут:

$$A(t) = A_{sa} \cos(\omega_{sa} t - G_{sa}) + A_{ssa} \cos(\omega_{ssa} t - G_{ssa}) + A_{sta} \cos(\omega_{sta} t - G_{sta}) + A_{sqa} \cos(\omega_{sqa} t - G_{sqa}), \quad (1)$$

где A_{sa} , A_{ssa} , A_{sta} , A_{sqa} – амплитуды указанных гармоник соответственно; G_{sa} , G_{ssa} , G_{sta} , G_{sqa} – фазы этих гармоник; ω_{sa} , ω_{ssa} , ω_{sta} , ω_{sqa} – частоты гармоник; t – время. По оцененным амплитудам и фазам предвычислялись ряды всех четырех гармоник сезонных колебаний уровня моря.

Выбор четырех гармоник для описания сезонного хода уровня моря, а не двух, как это было сделано в других работах [5, 16, 25], был продиктован сравнением наблюдающегося по мареографическим данным сезонного хода уровня с его описанием двумя (S_a , S_{sa}) и четырьмя (S_a , S_{sa} , S_{ta} , S_{qa}) гармониками, которое показано на рис. 2.



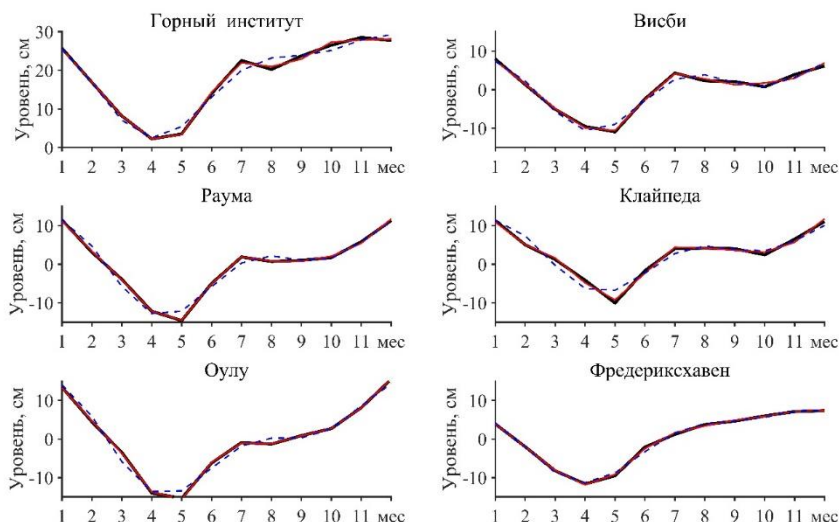
Р и с. 1. Батиметрия Балтийского моря (оттенки синего цвета). Цифрами показано местоположение станций мареографических измерений уровня: 1 – Фредериксхавен; 2 – Гётеборг; 3 – Клагсхамн; 4 – Кангсхолмфорт; 5 – Оскарсхамн; 6 – Оландс; 7 – Висби; 8 – Стокгольм; 9 – Спикарна; 10 – Ратан; 11 – Фуруогрунд; 12 – Кеми; 13 – Оулу; 14 – Раахе; 15 – Пиетерсари; 16 – Васа; 17 – Каскинен; 18 – Пори; 19 – Раума; 20 – Турку; 21 – Дегерби; 22 – Ханко; 23 – Хельсинки; 24 – Хамина; 25 – Выборг; 26 – Кронштадт; 27 – Горный институт; 28 – Клайпеда; 29 – Пионерский; зеленым треугольником обозначена ст. Озерки; желтым квадратом – ст. BY-15

Fig. 1. Bathymetry of the Baltic Sea (shades of blue color). Circles with numbers denote the location of the sea level mareographic measurement stations: 1 – Frederikshavn; 2 – Gothenburg; 3 – Klagshamn; 4 – Kangsholmfort; 5 – Oskarshamn; 6 – Olands; 7 – Visby; 8 – Stockholm; 9 – Spikarna; 10 – Ratan; 11 – Furuogrund; 12 – Kemi; 13 – Oulu; 14 – Raahe; 15 – Pietersari; 16 – Vasa; 17 – Kaskinen; 18 – Pori; 19 – Rauma; 20 – Turku; 21 – Degerbi; 22 – Hanko; 23 – Helsinki; 24 – Hamina; 25 – Vyborg; 26 – Kronstadt; 27 – Gornyy Institut; 28 – Klaipeda; 29 – Pionerskij. Green triangle indicates the hydrometeorological station Ozerki, yellow square – the BY-15 station

Таблица 1
Table 1

Данные mareографических измерений уровня на береговых станциях Балтийского моря
Data of the sea level mareographic measurements at the coastal stations in the Baltic Sea

№ / No	Название станции / Station name	Координаты / Coordinates		Интервал измерений / Measurement interval	Период измерений / Measurement period		Количество измерений / Number of measurements	Пропуски, % / Gaps, %
		°с.ш. / N	°в.д. / E		начало / beginning	конец / end		
1	Фредериксхавен / Frederikshavn	57,4	10,5	1 мес / 1 month	1889	2017	1541	0,0
2	Гётеборг Горнсхамн / Gothenburg	57,7	11,8	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,0
3	Клагсхамн / Klagshamn	55,5	12,9	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,0
4	Кангсхольмфорт / Kungsholmsfort	56,1	15,6	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,0
5	Оскарсхамн / Oskarshamn	57,3	16,5	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,4
6	Оландс / Olands	57,4	17,1	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	4,0
7	Висби / Visby	57,6	18,3	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,2
7	Висби / Visby	57,6	18,3	1 мес / 1 day	1916	2020	1260	0,0
8	Стокгольм / Stockholm	59,3	18,1	1 сут / 1 day	1889	2020	18263	0,0
9	Спикарма / Spikarman	62,4	17,5	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,1
10	Рапан / Raapa	64,0	20,9	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,0
11	Фуруогрунд / Furuogruund	64,9	21,2	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,2
12	Кеми / Kemi	65,7	24,5	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	2,4
13	Оулу / Oulu	65,0	25,4	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,1
13	Оулу / Oulu	65,0	25,4	1 мес / 1 month	1889	2019	1572	4,3
14	Раахе / Raahе	64,7	24,4	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,1
15	Пиетерсари / Pietersari	63,7	22,7	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,1
16	Васа / Vasa	63,1	21,6	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,1
17	Каскинен / Kaskinen	62,3	21,2	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,5
18	Пори / Pori	61,6	21,5	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	2,1
19	Раума / Rauma	61,1	21,4	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,1
19	Раума / Rauma	61,1	21,4	1 мес / 1 month	1933	2019	1044	0,6
20	Турку / Turku	60,4	22,1	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,1
21	Дегерби / Degerbi	60,0	20,4	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,1
22	Ханко / Hanka	59,8	23,0	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,1
23	Хельсинки / Helsinki	60,2	25,0	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,1
24	Хамина / Hamina	60,6	27,2	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,1
25	Выборг / Vyborg	60,7	28,7	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,5
26	Кронштадт / Kronstadt	60,0	29,8	1 сут / 1 day	1971	2020	18263	0,3
27	Горный институт / Gornyy Institut	59,9	30,3	1 сут / 1 day	1971	2004	336	0,0
28	Клайпеда / Klaipeda	55,7	21,1	1 мес / 1 month	1898	2018	1452	8,1
29	Пионерский / Pionerskij	55,0	20,2	1 сут / 1 day	1977	2020	16071	4,3



Р и с. 2. Наблюдающийся по мареографическим измерениям средний сезонный ход уровня на различных станциях Балтийского моря (черная кривая) и его предвычисление с помощью гармонического анализа, включающее две (S_a , S_{sa} , штриховая) и четыре (S_a , S_{sa} , S_{ta} , S_{qa} , красная кривая) гармоники

F i g. 2. Average seasonal changes in the sea level at different stations of the Baltic Sea (black curve) resulted from the mareographic measurements, and its values pre-calculated by the harmonic analysis including two (S_a , S_{sa} , dotted line) and four (S_a , S_{sa} , S_{ta} , S_{qa} , red curve) harmonics

Результаты, приведенные на рис. 2, показывают, что только на ст. Фредериксхавен средний сезонный ход уровня хорошо описывается суперпозицией гармоник S_a , S_{sa} . На других станциях при описании сезонного хода двумя гармониками происходит смещение основного минимума с мая на апрель (ст. Раума, Висби, Оулу), а также отмечается отсутствие промежуточного летнего максимума в июле, связанного с максимумом стерических изменений уровня Балтики [16] и с увеличением осадков и речного стока (ст. Горный институт), или его запаздывание на один месяц (ст. Раума, Висби, Оулу, Клайпеда). На ст. Клайпеда отмечается также заметное расхождение в значениях основного минимума среднего сезонного хода уровня при его описании двумя гармониками. Суперпозиция четырех гармоник, наоборот, во всех случаях достаточно хорошо описывает этот ход в разных районах Балтики (рис. 2). В связи с этим в данной работе для описания среднего сезонного хода уровня использовались все четыре гармоники.

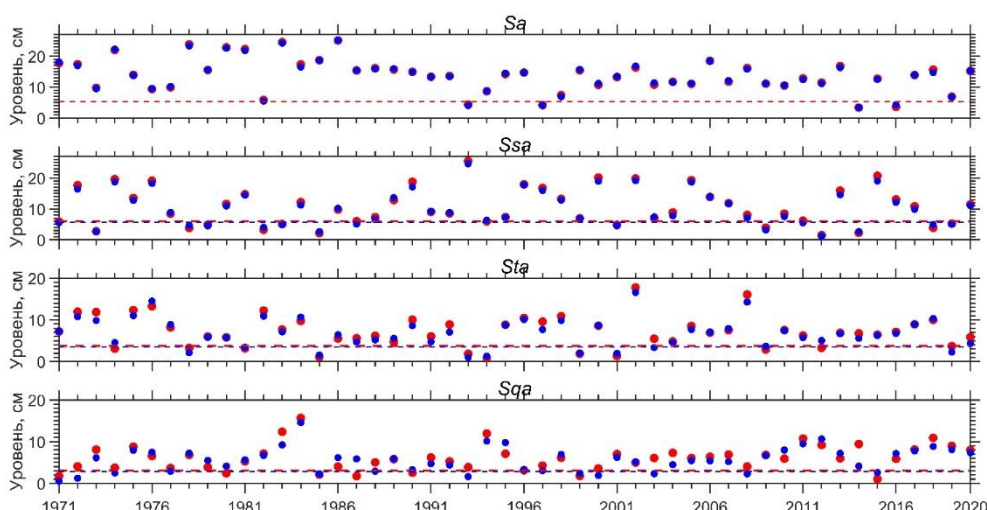
Точность амплитуд и фаз, оцененных в стационарном приближении составляющих сезонных колебаний уровня моря, оценивалась по методике, описанной в работе [26] следующим образом. Из исходного ряда среднесуточных значений уровня моря вычитался предвычисленный по формуле (1) ряд сезонных колебаний. Затем проводилось быстрое преобразование Фурье остаточного ряда. По результатам Фурье-анализа в окрестностях частоты каждой сезонной гармоники выделялись полоса частот ω_1 , ω_2 , ..., ω_n и соответствующие этим частотам значения амплитуд $A(\omega_1)$, $A(\omega_2)$, ..., $A(\omega_n)$ и фаз $G(\omega_1)$, $G(\omega_2)$, ...,

$G(\omega_n)$. Далее для полученных оценок амплитуд и фаз сезонных гармоник рассчитывались их среднеквадратические ошибки:

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{\sum (A(\omega) - \overline{A(\omega)})^2}{N}}, \quad (2)$$

$$\sigma_G = \frac{\sigma_A}{A} * \frac{180}{\pi}, \quad (3)$$

где σ_A – среднеквадратическая ошибка расчета амплитуды гармоник; σ_G – среднеквадратическая ошибка расчета фазы гармоник; N – количество членов ряда; $\pi = 3,14$.



Р и с. 3. Сравнение результатов скользящего гармонического анализа рядов среднесуточных и среднемесячных значений уровня моря на ст. Стокгольм за период 1971–2020 гг. Амплитуды годовой, полугодовой, третьгодовой и четвертьгодовой компонент сезонных колебаний уровня моря рассчитаны по среднесуточным (красные кружки) и среднемесячным (синие кружки) данным. Штриховой линией обозначено значение среднеквадратической ошибки расчета амплитуды

F i g. 3. Comparison of the daily and monthly average sea levels in Stockholm in 1971–2020 resulted from a moving harmonic analysis. Amplitudes of the annual, semi-annual, third- annual and quarter-annual components of seasonal sea level fluctuations are calculated from the daily (red circles) and monthly (blue circles) average data. Dotted line indicates the mean square error in the amplitude calculation

С целью учета нестационарности сезонных колебаний ряды уровня моря подвергались скользящему гармоническому анализу [18]. На рис. 3 представлено сравнение результатов скользящего гармонического анализа рядов среднесуточных и среднемесячных значений уровня моря на ст. Стокгольм с периодом скольжения один год. Хорошо видно, что наибольшее согласие в оценках амплитуд по среднесуточным и среднемесячным рядам уровня отмечается для гармоники Sa , хотя в отдельных редких случаях результаты гармонического анализа среднесуточных и среднемесячных рядов уровня для этой гармоники

различаются на 26%. С повышением частоты обертонов годового хода уровня эти различия увеличиваются, достигая наибольших расхождений в оценках рассчитанных амплитуд у гармоник Sta и Sqa (рис. 3). Столь значительные расхождения в оценках амплитуд составляющих сезонных колебаний связаны с неэквидистантностью рядов среднемесячных значений уровня моря [22] и небольшим количеством членов ряда в окне скольжения (12), не позволяющим достаточно точно описать межгодовую изменчивость составляющих сезонных колебаний. Поэтому в данной работе для проведения скользящего гармонического анализа использовались ряды среднесуточных значений уровня моря.

Для годовой гармоник Sa период (окно) скольжения принимался равным один год и скользящий гармонический анализ проводился без перекрытия (т. е. за каждый последующий год). Для других гармоник скользящий Фурье-анализ проводился с перекрытием.

Для выделения нестационарной полугодовой компоненты Ssa период скольжения принимался равным один год и скольжение проводилось с перекрытием через каждые полгода; для выделения третьгодовой гармоник Sta период скольжения принимался равным 8 мес и скольжение проводилось через каждые 4 мес; для выделения четвертьгодовой гармоник Sqa период скольжения принимался равным 6 мес и скольжение проводилось через каждые 3 мес. По оцененным амплитудам и фазам для каждого периода скольжения предвычислялись ряды четырех компонент сезонных колебаний, которые затем соединялись в ряды $\zeta_{sa}(t)$, $\zeta_{ssa}(t)$, $\zeta_{sta}(t)$, $\zeta_{sqa}(t)$, описывающие межгодовые изменения каждой компоненты. Среднеквадратические ошибки расчета амплитуд гармоник, оцененных с помощью скользящего гармонического анализа, вычислялись следующим образом. По остаточным рядам, полученным для каждого периода скольжения, оценивались амплитуды на частотах всех четырех гармоник. По рядам этих амплитуд определялось их среднеквадратическое отклонение, которое принималось за среднеквадратическую ошибку расчета амплитуд исследуемых гармоник.

Значимость линейного тренда в межгодовых изменениях амплитуд гармоник Sa , Ssa , Sta , Sqa оценивалась с помощью критерия Стьюдента ¹.

Для исследования возможных причин изменений амплитуды годовых колебаний уровня моря в последние полвека привлекались имеющиеся в нашем распоряжении ряды срочных (4 раза в сутки) инструментальных измерений атмосферного давления (Pa) на ст. Кронштадт (1979–2020 гг.), скорости и направления ветра (W) на ст. Выборг (1966–2020 гг.), Озерки (1977–2020 гг.) и Пионерский (1977–2020 гг.), а также данные судовых измерений на разных горизонтах температуры (T) и солёности (S) воды на станции международного мониторинга BY-15 (см. рис. 1) за период 1971–2020 гг., которые были получены из международной базы данных DAS (URL: <http://nest.su.se/das/>). Исходные данные Pa и W осреднялись до одних суток, и затем по описанной выше методике проводился скользящий гармонический анализ.

¹ Малинин В. Н. Статистические методы анализа гидрометеорологической информации. СПб.: РГГМУ, 2008. 408 с.
664

Данные T и S , полученные на станции ВУ-15, использовались для оценки изменений во времени стерических колебаний уровня моря на частоте годовой гармоники Sa . С этой целью для каждого стандартного горизонта формировались ряды среднемесячных значений T и S , которые использовались для расчета плотности морской воды (ρ) по уравнению состояния, описанному в работе [27]. Стерические изменения уровня ($\zeta\rho$) оценивались по расчетной формуле (4) из работы [28]:

$$\frac{\Delta\zeta_s}{\Delta t} = - \sum_{i=1}^n \frac{1}{\rho} \frac{\Delta\rho_i}{\Delta t} \Delta z_i, \quad (4)$$

где $\frac{\Delta\zeta_s}{\Delta t}$ – стерические изменения уровня моря за отрезок времени Δt ; $\frac{\Delta\rho_i}{\Delta t}$ – изменение плотности морской воды в слое i ($i = 1, 2, \dots, n$); Δz_i – разница между горизонтами i -го слоя.

Полученный ряд среднемесячных значений стерических колебаний $\zeta\rho(t)$ подвергался скользящему гармоническому анализу с периодом скольжения, равным 12 мес.

По результатам скользящего гармонического анализа атмосферного давления, ветра и стерических колебаний уровня моря предвычислялись ряды изменений во времени гармоники Sa этих процессов: $Pa_{sa}(t)$, $W_{sa}(t)$, $\zeta\rho_{sa}(t)$.

Для оценки связей между изменениями во времени годовых колебаний уровня моря, атмосферного давления, ветра и стерических колебаний проводился взаимный корреляционный анализ между аномалиями годовых колебаний уровня моря $\zeta_{sa}(t)' = \zeta_{sa}(t) - \overline{\zeta_{sa}(t)}$ и годовыми аномалиями $Pa_{sa}(t)' = Pa_{sa}(t) - \overline{Pa_{sa}(t)}$, $W_{sa}(t)' = W_{sa}(t) - \overline{W_{sa}(t)}$, $\zeta\rho_{sa}(t)' = \zeta\rho_{sa}(t) - \overline{\zeta\rho_{sa}(t)}$, где $\overline{\zeta_{sa}(t)}$, $\overline{Pa_{sa}(t)}$, $\overline{W_{sa}(t)}$, $\overline{\zeta\rho_{sa}(t)}$ – стационарные компоненты Sa гидрометеорологических процессов. Переход к аномалиям был вызван тем, что во всех гидрометеорологических процессах хорошо выражена стационарная годовая компонента, которая оказывает заметное влияние на результаты взаимного корреляционного анализа [29].

Между рассчитанными аномалиями годовых колебаний уровня моря $\zeta_{sa}(t)'$ и аномалиями $Pa_{sa}(t)'$, $W_{sa}(t)'$, $\zeta\rho_{sa}(t)'$ проводился взаимный корреляционный анализ.

Учитывая, что колебания ветра – векторный процесс, оценку взаимосвязи между аномалиями $\zeta_{sa}(t)'$ и $W_{sa}(t)'$ мы проводили путем расчета множественных коэффициентов корреляции по методике взаимного корреляционного анализа между скалярными и векторными процессами². Следуя этой методике, вначале оценивали матрицы коэффициентов взаимных корреляций следующего вида:

$$D_{\eta v} = \begin{bmatrix} r_{\eta\eta} & r_{\eta u} & r_{\eta v} \\ r_{u\eta} & r_{uu} & r_{uv} \\ r_{v\eta} & r_{vu} & r_{vv} \end{bmatrix}, D_{uv} = \begin{bmatrix} r_{uu} & r_{uv} \\ r_{vu} & r_{vv} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

² Рожков В. А. Теория и методы статистического оценивания вероятностных характеристик случайных величин и функций с гидрометеорологическими примерами. СПб. : Гидрометеоздат, 2002. Кн. 2. 780 с.

где $D_{\eta V}$ и D_{uv} – определители матриц; η – скалярный процесс; V – векторный процесс; u, v – составляющие векторного процесса на параллель и меридиан соответственно; $r_{\eta\eta}, r_{\eta u}, r_{uv}, \dots, r_{vv}$ – коэффициенты взаимной корреляции.

Затем рассчитывался множественный коэффициент корреляции между скалярным (η) и векторным (V) процессами:

$$R_{\eta V} = \sqrt{1 - \frac{D_{\eta V}}{D_{uv}}} . \quad (6)$$

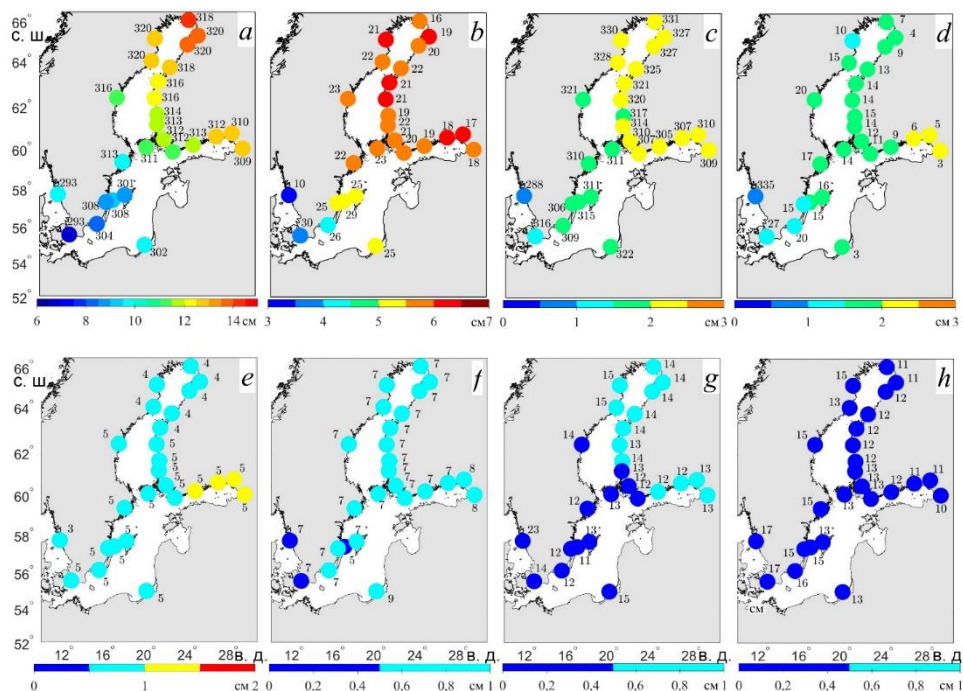
Результаты и их интерпретация

На рис. 4 приведены результаты стационарного гармонического анализа рядов среднесуточных значений уровня Балтийского моря. Они показывают, что на рассматриваемых мареографических станциях Балтийского моря средние амплитуды гармоник Sa, Ssa, Sta, Sqa выделяются достоверно. Минимальная амплитуда сезонных колебаний уровня 6,4 см с периодом один год отмечается на юго-западе Балтики у выхода из прол. Зунд (ст. Клагсхамн) (рис. 4, а). На севере прол. Каттегат (ст. Гётеборг) амплитуда Sa возрастает до 9,6 см. При движении от Датских проливов на восток и северо-восток амплитуда этой гармоники увеличивается до 8,7 см на ст. Оскарсхамн, до 9,9 см – на ст. Пионерский в открытой Балтике, до 11,6–12,9 см в Финском заливе (ст. Ханко, Выборг) и достигает максимальных значений 14,5 см на самом севере Ботнического залива (ст. Кеми) (рис. 4, а). Оценки пространственных изменений фазы гармоники Sa статистически значимые, и они свидетельствуют, что сначала максимум годовых колебаний уровня моря наступает в октябре на юго-западе Балтики (ст. Клагсхамн), а затем распространяется на север и северо-восток моря, где он отмечается в ноябре. По сравнению с предшествующим двадцатилетием 1951–1970 гг. [1] в рассматриваемый нами период амплитуды гармоники Sa увеличились на 0,9 – 2,2 см, а максимум годовых колебаний стал наступать позже на 1–2 мес.

У полугодовой гармоники Ssa средние амплитуды в 1,6–3,2 раза меньше, чем у Sa . Их наименьшие значения, достигающие 3,0 см, наблюдаются на севере прол. Каттегат (ст. Гётеборг) (рис. 4, б). На юго-западе открытой Балтики амплитуда Ssa немного увеличивается до 3,3 см (ст. Клагсхамн) и продолжает расти при движении на север и северо-восток, достигая максимальных значений 6,25 см на северо-востоке Финского залива (ст. Хамина). Статистически достоверное изменение фазы полугодовых колебаний отмечается только в пр. Каттегат, где она увеличивается в юго-восточном направлении на 20°. В открытой Балтике, Ботническом и Финском заливах изменения фазы незначительные и сравнимы со среднеквадратическими ошибками их оценки (рис. 4, б).

Средние амплитуды третьегодовых (Sta) и четвертьегодовых (Sqa) гармоник значительно меньше амплитуд гармоник Sa и Ssa , они изменяются от 0,83–0,84 см на севере в пр. Каттегат (ст. Гётеборг) до максимальных значений 2,55–2,57 см на востоке Финского залива (рис. 4, с, д). В подавляющем большинстве

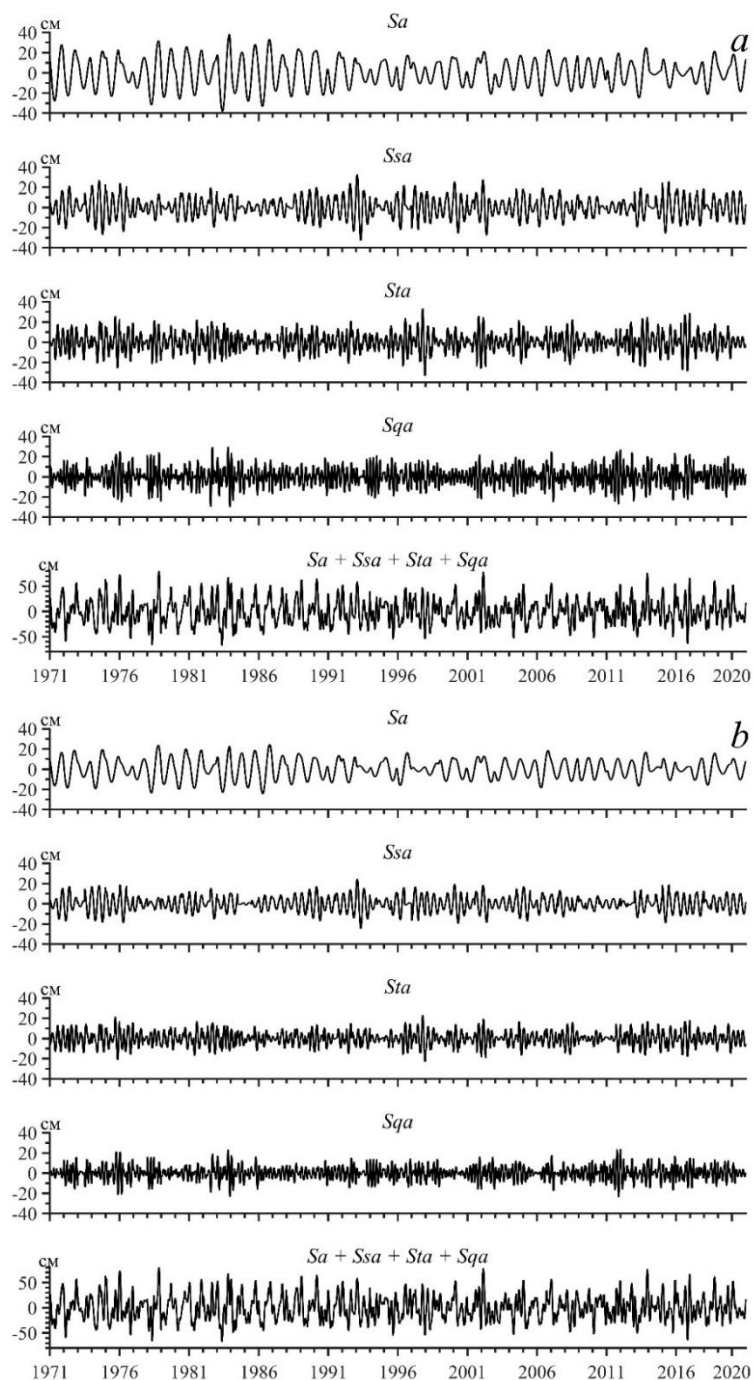
случаев амплитуды *Sta* больше, чем *Sqa*, особенно на севере Ботнического залива, где они превышают значения амплитуд *Sqa* в 1,5 раза. Только на севере пр. Каттегат (ст. Гётеборг) и на юго-востоке открытой Балтики (ст. Пионерский) амплитуда *Sta* незначительно меньше амплитуды *Sqa* (рис. 4, с, d). Оценки фазы этих гармоник имеют большие стандартные ошибки расчета, которые сравнимы или превышают пространственные изменения фазы этих составляющих сезонных колебаний уровня моря (рис. 4, g, h).



Р и с. 4. Амплитудно-фазовые характеристики годовой (a), полугодовой (b), третьгодовой (c) и четвертьгодовой (d) составляющих сезонных колебаний уровня Балтийского моря за 1971–2020 гг. по данным мареографических измерений уровня на береговых станциях; среднеквадратические ошибки оценок амплитуд и фаз годовой (e), полугодовой (f), третьгодовой (g) и четвертьгодовой (h) гармоник. Цветные кружки – амплитуда (см), цифры – фаза (°)

Fig. 4. Amplitude-phase characteristics of the annual (a), semi-annual (b), third-annual (c) and quarter-annual (d) components of seasonal fluctuations of the Baltic Sea level in 1971–2020 estimated from the sea level mareographic measurements data obtained at the coastal stations; root-mean-square errors in the amplitude and phase estimates of the annual (e), semi-annual (f), third-annual (g) and quarter-annual (h) harmonics. Colored circles denote the amplitude (cm), numbers – the phase (°).

Сравнение с результатами гармонического анализа из работы [6], в которой рассматривались более продолжительные ряды среднемесячных уровней, охватывающие периоды с начала 1800-х, 1900-х гг. до 2012 г., показывает увеличение амплитуд всех четырех гармоник за последние полвека. Особенно значительное увеличение амплитуды (в 2–6 раз) отмечается у гармоники *Sta*.



Р и с. 5. Ряды составляющих сезонных колебаний уровня моря Sa , Ssa , Sta , Sqa и их суперпозиции $Sa + Ssa + Sta + Sqa$ на ст. Кронштадт (а) и Висби (b), полученные с помощью скользящего гармонического анализа

F i g. 5. The series of sea level seasonal fluctuation components Sa , Ssa , Sta , Sqa and their superpositions $Sa + Ssa + Sta + Sqa$ in Kronstadt (a) and in Visby (b) obtained using a moving harmonic analysis

На рис. 5 показаны примеры рядов составляющих сезонных колебаний уровня моря $\zeta_{sa}(t)$, $\zeta_{ssa}(t)$, $\zeta_{sta}(t)$, $\zeta_{sqa}(t)$, а также их суперпозиции в Финском заливе (ст. Кронштадт) и в открытой Балтике (ст. Висби), оцененные с помощью скользящего гармонического анализа. Отмечается значительная межгодовая изменчивость амплитуд у всех четырех компонент. В отдельные годы их амплитуды достигают 20–40 см, в другие годы они уменьшаются до нескольких сантиметров. На ст. Кронштадт самая большая амплитуда гармоники Sa отмечалась в 1983 г. В этот год произошло самое большое за всю историю Санкт-Петербурга количество наводнений (10 случаев). Во временном ходе амплитуд составляющих Sa , Ssa , Sta , Sqa хорошо прослеживается амплитудная модуляция. У годовой компоненты период модуляции равен ~ 20 годам. Подобную особенность в изменениях годовых колебаний уровня Балтийского моря отмечали авторы работы [20] по результатам анализа рядов среднемесячных значений мареографических измерений уровня моря, выполненного с помощью дискретного вейвлет-преобразования. У компонент Ssa , Sta , Sqa период модуляции изменяется приблизительно в диапазоне 2–10 лет (рис. 5).

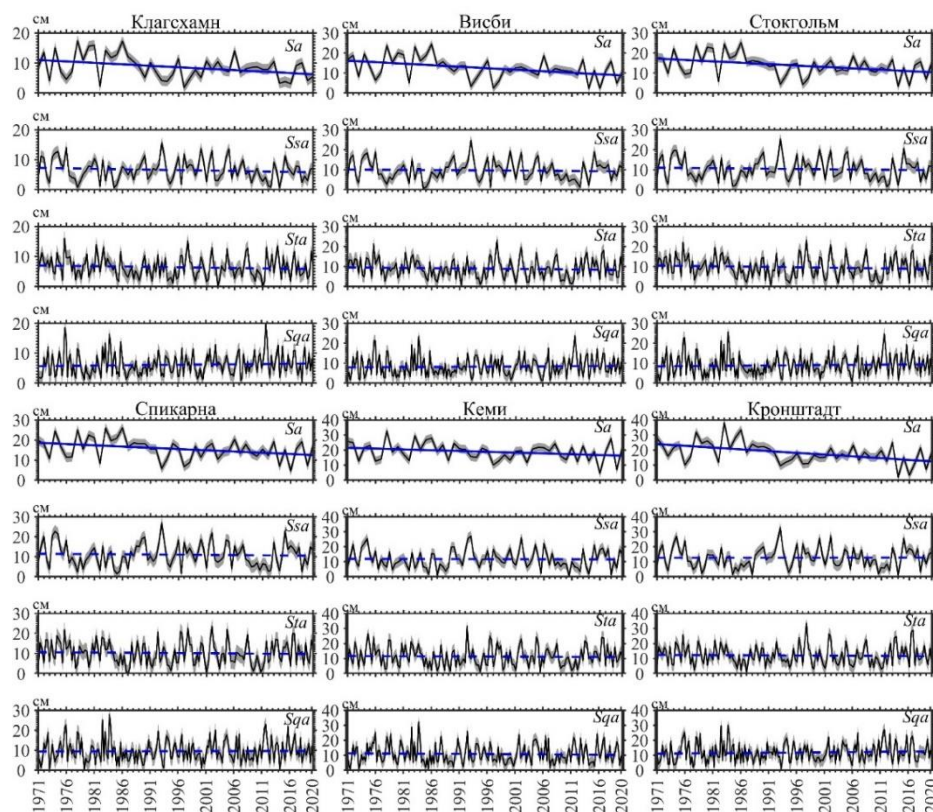
На рис. 6 показаны межгодовые изменения амплитуд гармоник Sa , Ssa , Sta , Sqa за период 1971–2020 гг. на мареографических станциях Балтийского моря. Для гармоники Sa на всех станциях отмечаются значимые отрицательные тренды, свидетельствующие, что в последние полвека в различных районах Балтики происходило уменьшение амплитуды годовой составляющей сезонных колебаний уровня. Самое большое трендовое уменьшение амплитуды у гармоники Sa отмечается на ст. Кронштадт, где она уменьшилась за полвека на 11,5 см. В отличие от гармоники Sa в межгодовой изменчивости амплитуд гармоник Ssa , Sta , Sqa не отмечается значимых линейных трендов.

Наличие значимого отрицательного тренда в изменении гармоники Sa (рис. 6) противоречит результатам работы [16], авторы которой выделили значимый положительный тренд в межгодовых изменениях амплитуды годовой гармоники на ст. Стокгольм за период 1825–1984 гг. Эти различия в знаках тренда могут быть связаны с тем, что на протяжении двух последних столетий отмечались разнонаправленные тенденции в межгодовых изменениях амплитуд годовой составляющей сезонных колебаний уровня Балтийского моря. Большая продолжительность измерений уровня моря на ст. Стокгольм позволяет более детально исследовать межгодовую изменчивость амплитуды годовой гармоники с учетом последних десятилетий.

В табл. 2 приведены результаты взаимного корреляционного анализа межгодовых изменений амплитуды годовой компоненты сезонных колебаний в районах работы различных мареографических станций, которые демонстрируют высокую связь между изменениями амплитуд годовых колебаний уровня в различных регионах моря. Коэффициенты взаимной корреляции изменяются в пределах 0,6–1,0, на ст. Стокгольм – в пределах 0,8–1,0. Эти результаты показывают, что изменения амплитуды годовых колебаний на ст. Стокгольм хорошо отражают ее межгодовые изменения во всем Балтийском море.

Рис. 7 демонстрирует изменения во времени амплитуды годовых колебаний уровня моря на ст. Стокгольм за период 1889–2020 гг., оцененные с помощью скользящего гармонического анализа. В отличие от работы [16], в которой за более ранний период 1825–1984 гг. был получен значимый положительный

тренд в изменениях амплитуды годовых колебаний уровня моря на ст. Стокгольм, в рассматриваемый нами период здесь отмечается уже статистически незначимый положительный тренд, который может свидетельствовать, что в исследуемый нами 132-летний период произошли заметные изменения в режиме гидрометеорологических процессов, определяющих межгодовые изменения годовых колебаний уровня моря. Наблюдаются разнонаправленные тенденции в изменениях амплитуды гармоники Sa . Наиболее значительное увеличение амплитуды годовых колебаний уровня моря отмечалось в периоды с начала 1900-х гг. до середины 1920-х и с 1940-х гг. до начала 1980-х, когда максимальные значения амплитуд достигали 25–27 см. С середины 1880-х гг. до конца 1890-х и с начала 1920-х гг. до начала 1940-х наблюдается заметное уменьшение амплитуды гармоники Sa , когда в отдельные годы ее значения снижались до 1,5–2,5 см. С начала 1980-х гг. по настоящее время наблюдается значительное волнообразное уменьшение амплитуды годовых колебаний.



Р и с. 6. Межгодовые изменения амплитуд четырех компонент сезонных колебаний уровня на различных береговых станциях Балтики (черные кривые). Серым цветом показана среднеквадратическая ошибка расчета амплитуды, синие сплошные и штриховые прямые линии – значимый и незначимый линейные тренды

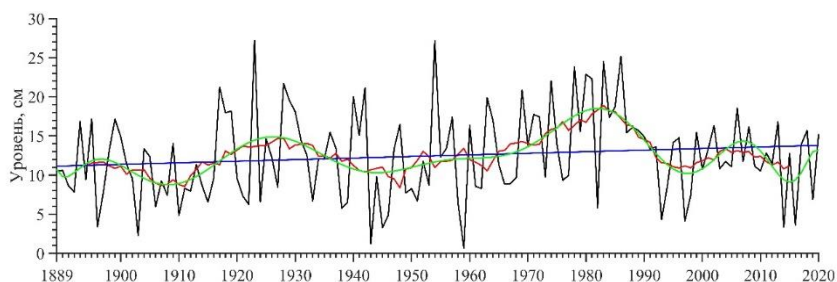
F i g. 6. Interannual changes in the amplitudes of four seasonal level fluctuation components at different coastal stations in the Baltic Sea (black curves). Gray color shows the root-mean-square error in the amplitude calculation, the blue solid and dashed straight lines are the significant and insignificant linear trends

Таблица 2
Table 2

Коэффициенты корреляции между изменениями амплитуды годовой компоненты сезонных колебаний уровня моря на различных мареографических станциях
Correlation coefficients between the changes in the annual component amplitude of the sea level seasonal fluctuations at different mareographic stations. The station names correspond to the numbers in Fig. 1

№ ст. / No	Номера станций (№) / Station numbers (№)																			
	21	11	2	24	23	17	12	3	4	5	15	14	10	19	9	8	20	7	26	29
21	1,0	0,9	0,8	1,0	1,0	1,0	0,8	0,9	1,0	1,0	0,9	0,9	0,9	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9
11	0,9	1,0	0,7	0,9	0,9	1,0	0,9	0,7	0,8	0,9	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9	0,9	0,8
2	0,8	0,7	1,0	0,8	0,7	0,8	0,6	0,8	0,8	0,8	0,7	0,7	0,7	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,7	0,7
24	1,0	0,9	0,8	1,0	1,0	1,0	0,8	0,8	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	1,0	0,9	1,0	1,0	0,9	1,0	0,9
23	1,0	0,9	0,7	1,0	1,0	1,0	0,8	0,8	0,9	1,0	0,9	0,9	0,9	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9
17	1,0	1,0	0,8	1,0	1,0	1,0	0,9	0,8	0,9	0,9	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9	0,8
12	0,8	0,9	0,6	0,8	0,8	0,9	1,0	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	0,9	0,9	0,9	0,8	0,9	0,8	0,8	0,7
3	0,9	0,7	0,8	0,8	0,8	0,8	0,6	1,0	1,0	0,9	0,7	0,7	0,7	0,8	0,8	0,9	0,9	0,9	0,8	0,8
4	1,0	0,8	0,8	0,9	0,9	0,9	0,7	1,0	1,0	1,0	0,8	0,8	0,8	0,9	0,9	1,0	0,9	1,0	0,9	0,9
5	1,0	0,9	0,8	0,9	1,0	0,9	0,8	0,9	1,0	1,0	0,9	0,8	0,9	1,0	0,9	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9
15	0,9	1,0	0,7	0,9	0,9	1,0	0,9	0,7	0,8	0,9	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9	0,9	0,9	0,8
14	0,9	1,0	0,7	0,9	0,9	1,0	1,0	0,7	0,8	0,8	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9	0,9	0,9	0,8	0,9	0,8
10	0,9	1,0	0,7	0,9	0,9	1,0	0,9	0,7	0,8	0,9	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9	0,9	0,9	0,8
19	1,0	1,0	0,8	1,0	1,0	1,0	0,9	0,8	0,9	1,0	1,0	0,9	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9
9	1,0	1,0	0,8	0,9	1,0	1,0	0,9	0,8	0,9	0,9	1,0	0,9	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9	0,8
8	1,0	0,9	0,8	1,0	1,0	1,0	0,8	0,9	1,0	1,0	0,9	0,9	0,9	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9
20	1,0	0,9	0,8	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9	0,9	1,0	0,9	0,9	0,9	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9
7	1,0	0,9	0,8	0,9	1,0	0,9	0,8	0,9	1,0	1,0	0,9	0,8	0,9	1,0	0,9	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9
26	0,9	0,9	0,7	1,0	1,0	0,9	0,8	0,8	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	1,0	0,9
29	0,9	0,8	0,7	0,9	0,9	0,8	0,7	0,8	0,9	0,9	0,8	0,8	0,8	0,9	0,8	0,9	0,9	0,9	0,9	1,0

Примечание. Названия станций, соответствующие номерам, см. на рис. 1.
Note. See the station names corresponding to the numbers, in Fig. 1.



Р и с. 7. Межгодовые изменения амплитуды годовой компоненты сезонных колебаний уровня моря на ст. Стокгольм за период 1889–2020 гг. (черная кривая), линейный тренд (синяя прямая), полином 15-й степени (зеленая кривая), 11-летнее скользящее среднее (красная кривая)

F i g. 7. Interannual changes in the annual component amplitude of the seasonal sea level fluctuations in Stockholm in 1889–2020 (black curve), linear trend (blue strait line), the 15th grade polynomial (green curve), 11-year moving average (red curve)

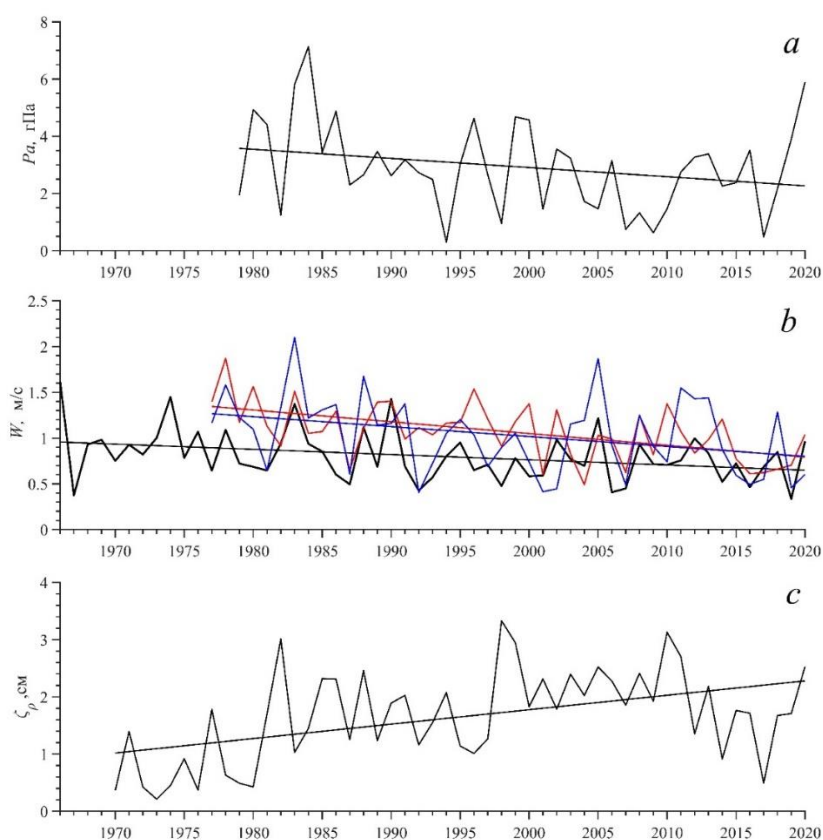
Возникает вопрос о физических механизмах столь значительных изменений во времени характеристик годовых колебаний уровня Балтийского моря и, в частности, о причинах значимого отрицательного тренда в вариациях их амплитуд в последние полвека (рис. 6).

Изучение причин сезонных колебаний уровня моря должно строиться на теоретических представлениях о механизмах его крупномасштабных колебаний. Наиболее полно эти механизмы описаны на основе анализа формализованного уравнения гидростатики [30], а также проинтегрированного по глубине уравнения неразрывности массы [31, 32]. В этих уравнениях скорость изменения уровня моря связана с вариациями динамических, стерических и воднобалансовых процессов. Влияние динамических процессов на изменения сезонных колебаний уровня моря определяется сезонными изменениями атмосферного давления и ветра [30–32]. Стерическая составляющая сезонных возмущений уровня моря связана с сезонными изменениями плотности морской воды [30]. Колебания уровня Балтийского моря, вызываемые изменениями водного баланса, обуславливаются сезонными изменениями атмосферных осадков, материкового стока, испарения и водообмена с Северным морем [32].

Для исследования причин нестационарности годовых колебаний уровня Балтики использовались взаимный корреляционный и регрессионный анализы колебаний уровня моря с различными гидрометеорологическими процессами [2, 18, 19, 21, 33]. Результаты, представленные в перечисленных работах, показали, что наблюдается высокая корреляция между изменениями во времени годовых колебаний уровня моря и зонального ветра, атмосферного давления и температуры воздуха, в то время как с колебаниями речного стока корреляция отсутствовала [21]. Регрессионный анализ также показал определяющий вклад колебаний ветра и атмосферного давления в описание межгодовой изменчивости сезонных колебаний уровня Балтийского моря [20, 33].

В работе [29] для более представительной оценки корреляции между многолетними изменениями составляющих сезонных колебаний уровня Балтийского моря, оцененных по спутниковым альтиметрическим данным, и различных гидрометеорологических процессов было предложено перейти к их аномалиям путем исключения стационарной компоненты из рядов

нестационарных составляющих сезонных колебаний уровня моря и других процессов, полученных с помощью скользящего гармонического анализа. Результаты такого анализа свидетельствовали, что для всех четырех гармоник (Sa , Ssa , Sta , Sqa) отсутствовала связь между аномалиями уровня моря и составляющими пресного баланса (осадки, испарение, материковый сток), в то время как с аномалиями ветра и атмосферного давления отмечалась высокая корреляция [29]. Кроме этого, для гармоники Sa отмечалась высокая связь с годовыми аномалиями температуры воздуха (которые могут быть связаны с термостерическими колебаниями уровня моря), а с годовыми аномалиями водного транспорта через Датские проливы коэффициенты корреляции были низкими. Для гармоник Ssa , Sta , Sqa , наоборот, отмечались высокие коэффициенты корреляции между сезонными аномалиями уровня моря и водного транспорта [29].



Р и с. 8. Межгодовые изменения амплитуды годовой компоненты сезонных колебаний атмосферного давления на ст. Кронштадт (*a*), скорости ветра на ст. Выборг (черная кривая), Озерки (красная кривая), Пионерский (синяя кривая) (*b*) и стерических колебаний уровня моря на ст. ВУ-15 (*c*). Прямые линии – значимые линейные тренды

F i g. 8. Interannual changes in the amplitude of seasonal fluctuations annual component in the atmospheric pressure in Kronstadt (*a*), wind speed at the hydrometeorological stations Vyborg (black curve), Ozerki (red curve), Pionerskij (blue curve) (*b*), and steric fluctuations of the sea level at the BY-station15 (*c*). Straight lines are the significant linear trends

Учитывая результаты перечисленных работ, можно предположить, что наблюдающиеся в последние полвека значимые отрицательные тренды в изменениях амплитуд годовых колебаний уровня должны быть связаны с изменениями годовых колебаний ветра, атмосферного давления и плотности морской воды.

На рис. 8 показаны межгодовые изменения амплитуд гармоник S_a атмосферного давления и ветра на гидрометеорологических станциях Балтийского моря, а также стерических колебаний уровня на станции ВУ-15, полученные по результатам скользящего гармонического анализа. Хорошо видно, что так же, как у изменений годовых колебаний уровня моря (рис. 6), в последние полвека отмечаются значимые отрицательные тренды в изменениях амплитуды годовых колебаний атмосферного давления и ветра (рис. 8, а, b). Результаты взаимного корреляционного анализа, приведенного ниже, свидетельствуют, что между изменениями годовых аномалий уровня моря $\zeta_{sa}(t)'$ и атмосферного давления $Pa_{sa}(t)'$, а также изменчивостью ветра $W_{sa}(t)'$ на разных станциях отмечаются высокие значения коэффициентов корреляции, достигающие 0,66–0,78, что хорошо согласуется с результатами других работ [2, 18, 19, 21, 33]. Однако в вариациях амплитуды стерических колебаний с периодом один год, наоборот, наблюдается значимый положительный тренд (рис. 8, с).

Ниже приведены максимальные значения коэффициентов корреляции R и временные сдвиги τ (в скобках) между аномалиями годовых колебаний уровня моря $\zeta_{sa}(t)'$ и годовыми аномалиями атмосферного давления $Pa_{sa}(t)'$, ветра $W_{sa}(t)'$ и стерических колебаний уровня $\zeta_{psa}(t)'$ в разных районах Балтики:

- $\zeta_{sa}(t)'$ на ст. Кронштадт – $Pa_{sa}(t)'$ на ст. Кронштадт – 0,74 (0)
- $\zeta_{sa}(t)'$ на ст. Кронштадт – $W_{sa}(t)'$ на ст. Озерки – 0,67 (0)
- $\zeta_{sa}(t)'$ на ст. Пионерский – $W_{sa}(t)'$ на ст. Пионерский – 0,78 (0)
- $\zeta_{sa}(t)'$ на ст. Выборг – $W_{sa}(t)'$ на ст. Выборг – 0,66 (0)
- $\zeta_{sa}(t)'$ на ст. Висби – $\zeta_{psa}(t)'$ на ст. ВУ-15 – 0,09 (–1)
- $\zeta_{sa}(t)'$ на ст. Клайпеда – $\zeta_{psa}(t)'$ на ст. ВУ-15 – 0,16 (–1).

Размах изменений амплитуд годовых колебаний атмосферного давления на ст. Кронштадт достигает 6,7 гПа (0,3–7,0 гПа), а их трендовое уменьшение составляет 1,3 гПа (рис. 8, а). Согласно закону «обратного барометра», таким изменениям атмосферного давления соответствуют вариации статических колебаний уровня моря в диапазоне 0,3–7,0 см и 1,3 см – в изменениях тренда. Хотя это заметные изменения уровня, но они не являются определяющими для объяснения суммарных изменений амплитуд уровня моря у гармоник S_a на ст. Кронштадт, где амплитуды $\zeta_{sa}(t)$ изменяются в диапазоне 1,8–38,3 см, а их трендовое уменьшение составляет 11,5 см (23,9–12,4 см) (рис. 6).

Максимальная амплитуда стерических колебаний уровня $\zeta_{psa}(t)$ на ст. ВУ-15 очень маленькая (3,3 см), и она более чем в два раза меньше амплитуды годовых статических колебаний уровня (рис. 8). Максимальная амплитуда

суммарных годовых колебаний уровня $\zeta_{sa}(t)$ на ближайшей станции Висби достигает 24,4 см. Взаимный корреляционный анализ между аномалиями $\zeta_{sa}(t)'$ на ст. Висби и Клайпеда с аномалиями $\zeta_{p_{sa}}(t)'$ на ст. ВУ-15 показывает отсутствие связи между этими процессами. Эти результаты свидетельствуют, что межгодовые изменения годовых стерических колебаний уровня моря не могут быть причиной наблюдающихся в последние полвека значимых уменьшений амплитуд гармоник Sa (рис. 6).

С учетом того, что в предыдущих работах показано отсутствие стационарной связи между аномалиями $\zeta_{sa}(t)'$ и годовыми аномалиями составляющих водного баланса [21, 29], полученные здесь результаты позволяют предположить, что основной причиной наблюдающихся в последние полвека значимых уменьшений амплитуды годовых колебаний уровня Балтийского моря являются уменьшения амплитуд годовых колебаний ветра и, в меньшей степени, – атмосферного давления.

Выводы

1. На основе стационарного гармонического анализа показано, что средний сезонный ход уровня в прибрежных районах Балтики наиболее точно описывается суперпозицией не двух (Sa и Ssa), а четырех гармоник: годовой (Sa), полугодовой (Ssa), третьгодовой (Sta) и четвертьгодовой Sqa .

2. Для более точной оценки нестационарности сезонных колебаний уровня моря с помощью скользящего гармонического анализа следует использовать ряды не среднемесячных, а среднесуточных значений уровня моря.

3. Результаты стационарного гармонического анализа рядов среднесуточных значений мареографических измерений уровня на 26 станциях Балтийского моря показали увеличение средней амплитуды составляющих сезонных колебаний уровня Sa , Ssa , Sta , Sqa в последние полвека по сравнению с предыдущими десятилетиями.

4. Средние амплитуды гармоник Sa за период 1971–2020 гг. изменяются от 6,5 см на юго-западе Балтийского моря до 14,5 см на самом севере Ботнического залива. Вторая по величине гармоника Ssa имеет средние амплитуды от 3 см на севере прол. Каттегат до 6,25 см на северо-востоке Финского залива. Средние амплитуды третьгодовых (Sta) и четвертьгодовых (Sqa) гармоник значительно меньше амплитуд гармоник Sa и Ssa и изменяются от 0,83–0,84 см на севере прол. Каттегат (ст. Гётеборг) до максимальных значений 2,55–2,57 см на востоке Финского залива.

5. Результаты скользящего гармонического анализа демонстрируют значительную нестационарность всех четырех компонент сезонных колебаний с выраженной амплитудной модуляцией. У годовой компоненты Sa период модуляции равен приблизительно 20 годам. У компонент Ssa , Sta , Sqa период модуляции изменяется приблизительно от 2 до 10 лет.

6. Межгодовые изменения амплитуды гармоник Sa в разных районах Балтийского моря хорошо связаны между собой и имеют значимые отрицательные тренды в 1971–2020 гг.

7. Оценка нестационарности гармоник Sa на ст. Стокгольм, выполненная на основе скользящего гармонического анализа более продолжительного ряда

среднесуточных значений уровня моря за период 1889–2020 гг., демонстрирует не значимый положительный тренд, на фоне которого наблюдаются разнонаправленные тенденции в изменениях амплитуды гармоник Sa . Наиболее значительное увеличение амплитуды годовых колебаний уровня моря отмечалось в периоды с начала 1900-х гг. до конца 1920-х и с 1940-х гг. до начала 1980-х. С начала 1920-х гг. до начала 1940-х и с начала 1980-х гг. по настоящее время наблюдается значительное уменьшение амплитуды годовых колебаний, когда в отдельные годы значения амплитуд снижались до 1,5–4,0 см.

8. Показано, что основной причиной наблюдающихся в последние полвека значимых уменьшений амплитуд годовых колебаний уровня Балтийского моря являются уменьшения амплитуд годовых колебаний ветра и, в меньшей степени, – атмосферного давления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР. Т. 3. Балтийское море. Вып. 1. Гидрометеорологические условия / Отв. ред. Ф. С. Терзиев. Л.: Гидрометеоиздат, 1992. 456 с.
2. Cheng Y., Xu Q., Li X. Spatio-Temporal Variability of Annual Sea Level Cycle in the Baltic Sea // *Remote Sensing*. 2018. Vol. 10, iss. 4. 528. doi:10.3390/rs10040528
3. Männik R., Soomere T., Viška M. Variations in the mean, seasonal and extreme water level on the Latvian coast, the eastern Baltic Sea, during 1961–2018 // *Estuarine, Coastal and Shelf Science*. 2020. Vol. 245. 106827. doi:10.1016/j.ecss.2020.106827
4. Lisitzin E. Sea-level changes. Amsterdam: Elsevier, 1974. 286 p. (Elsevier Oceanographic Series, vol. 8). <https://doi.org/10.4319/lo.1975.20.4.0681>
5. Ekman M. A Common Pattern for Interannual and Periodical Sea Level Variations in the Baltic Sea and Adjacent Waters // *Geophysica*. 1996. Vol. 32, iss. 3. P. 261–272.
6. Медведев И. П. Сезонные колебания уровня Балтийского моря // *Метеорология и гидрология*. 2014. № 12. С. 42–54.
7. Łabuz T., Kowalewska-Kalkowska H. Coastal erosion caused by the heavy storm surge of November 2004 in the southern Baltic Sea // *Climate Research*. 2011. Vol. 48, iss. 1. P. 93–101. doi:10.3354/cr00927
8. Sea level dynamics and coastal erosion in the Baltic Sea region / R. Weisse [et al.] // *Earth System Dynamics*. 2021. Vol. 12. P. 871–898. doi:10.5194/esd-12-871-2021
9. Ekman M. The Changing Level of the Baltic Sea during 300 Years: A Clue to Understanding the Earth. Åland Islands: Summer Institute for Historical Geophysics, 2009. 155 p.
10. Gustafsson B. G., Andersson H. C. Modeling the exchange of the Baltic Sea from the meridional atmospheric pressure difference across the North Sea // *Journal of Geophysical Research. Oceans*. 2001. Vol. 106, iss. C9. P. 19731–19744. doi:10.1029/2000JC000593
11. Samuelsson M., Stigebrandt A. Main characteristics of the long-term sea level variability in the Baltic Sea // *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*. 1996. Vol. 48, iss. 5. P. 672–683. doi:10.3402/TELLUSA.V48I5.12165
12. Гордеева С. М., Малинин В. Н. Изменчивость морского уровня Финского залива. Санкт-Петербург: РГМУ, 2014. 178 с.
13. Захарчук Е. А., Тихонова Н. А. О пространственно-временной структуре и механизмах формирования невисских наводнений // *Метеорология и гидрология*. 2011. № 8. С. 54–64.
14. Wübbler C., Krauss W. The two dimensional seiches of the Baltic Sea // *Oceanologica Acta*. 1979. Vol. 2, iss. 4. P. 435–446. <https://archimer.ifremer.fr/doc/00122/23360>
15. Spatiotemporal structure of Baltic free sea level oscillations in barotropic and baroclinic conditions from hydrodynamic modeling / E. A. Zakharchuk [et al.] // *Ocean Science*. 2021. Vol. 17. P. 543–559. doi:10.5194/os-17-543-2021

16. *Ekman M., Stigebrandt A.* Secular change of the seasonal variation in sea level and of the pole tide in the Baltic Sea // *Journal of Geophysical Research. Oceans.* 1990. Vol. 95, iss. C4. P. 5379–5383. <https://doi.org/10.1029/JC095iC04p0537>
17. *Ekman M.* Secular Change of the Seasonal Sea Level Variation in the Baltic Sea and Secular Change of the Winter Climate // *Geophysica.* 1998. Vol. 34, iss. 3. P. 131–140.
18. *Plag H.-P., Tsimplis M. N.* Temporal variability of the seasonal sea-level cycle in the North Sea and Baltic Sea in relation to climate variability // *Global Planetary Change.* 1999. Vol. 20, iss. 2–3. P. 173–203. [https://doi.org/10.1016/S0921-8181\(98\)00069-1](https://doi.org/10.1016/S0921-8181(98)00069-1)
19. *Hünicke B., Zorita E.* Trends in the amplitude of Baltic Sea level annual cycle // *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography.* 2008. Vol. 60, iss. 1. P. 154–164. doi:10.1111/j.1600-0870.2007.00277.x
20. *Barbosa S. M., Donner R. V.* Long-term changes in the seasonality of Baltic sea level // *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography.* 2016. Vol. 68, iss. 1. 30540. doi:10.3402/tellusa.v68.30540
21. *Stramska M., Kowalewska-Kalkowska H., Świrgoń M.* Seasonal variability in the Baltic Sea level // *Oceanologia.* 2013. Vol. 55, iss. 4. P. 787–807. doi:10.5697/oc.55-4.787
22. *Cartwright D. E.* On the smoothing of climatological time series, with application to sea-level at Newlyn // *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society.* 1983. Vol. 75, iss. 3. P. 639–658. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1983.tb05003.x>
23. *New Data Systems and Products at the Permanent Service for Mean Sea Level / S. J. Holgate [et al.]* // *Journal of Coastal Research.* 2013. Vol. 29, iss. 3. P. 493–504. doi:0.2112/JCOASTRES-D-12-00175.1
24. *Voinov G. N.* Tides and tidal streams // *Polar Seas Oceanography. An integrated case study of the Kara Sea* / Eds. V. A. Volkov, O. M. Johannessen, V. E. Borodachov, G. N. Voinov, L. H. Pettersson, L. P. Bobylev, A. V. Kouraev. Chichester, UK : Springer, Praxis Publishing, 2002. P. 147–217.
25. *Pajak K., Kowalczyk K.* A comparison of seasonal variations of sea level in the southern Baltic Sea from altimetry and tide gauge data // *Advances in Space Research.* 2019. Vol. 63, iss. 5. P. 1768–1780. doi:10.1016/J.ASR.2018.11.022
26. *Pugh D. T.* Tides, Surges and Mean Sea-Level. Swindon, UK : John Wiley & Sons, 1987. 472 p.
27. *Jackett D. R., McDougall T. J.* Minimal Adjustment of Hydrostatic Profiles to Achieve Static Stability // *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology.* 1995. Vol. 12, iss. 2. P. 381–389. doi:10.1175/1520-0426(1995)012%3C0381:MAOHPT%3E2.0.CO;2
28. *Белоненко Т. В., Колдунов А. В.* Стерические колебания уровня в северо-западной части Тихого океана // *Вестник Санкт-Петербургского университета. Серия 7. Геология. География.* 2006. № 3. С. 81–87.
29. *Seasonal fluctuations in the Baltic Sea level determined from satellite altimetry / E. A. Zakharchuk [et al.]* // *Continental Shelf Research.* 2022. Vol. 249. 104863. <https://doi.org/10.1016/j.csr.2022.104863>
30. *Gill A. E., Niller P. P.* The theory of the seasonal variability in the ocean // *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts.* 1973. Vol. 20, iss. 2. P. 141–177. doi:10.1016/0011-7471(73)90049-1
31. *Фукс В. П.* Гидродинамические основы интерпретации альтиметрических съемок морской поверхности // *Колебания уровня в морях. Санкт-Петербург : РГТУ, 2003. С. 79–91.*
32. *Leppäranta M., Myrberg K.* Physical Oceanography of the Baltic Sea. Berlin, Heidelberg : Springer, 2009. 300 p. (Springer Praxis Books, Geophysical Sciences Series). doi:10.1007/978-3-540-79703-6
33. *Johansson M. M., Kahma K. K.* On the statistical relationship between the geostrophic wind and sea level variations in the Baltic Sea // *Boreal Environment Research.* 2016. Vol. 21. P. 25–43.

Об авторах:

Захарчук Евгений Александрович, заведующий кафедрой океанологии, Санкт-Петербургский государственный университет (199178, Россия, г. Санкт-Петербург, 10 линия В. О., д. 33-35) ; директор Санкт-Петербургского отделения, Государственный океанографический институт имени Н. Н. Зубова (199026, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. Беринга, д. 38), доктор географических наук, **ORCID ID: 0000-0001-6079-5739, ResearcherID: N-1644-2013, Scopus Author ID: 6603158329, SPIN-код: 7724-4240, eazakharchuk@yandex.ru**

Тихонова Наталья Александровна, доцент кафедры океанологии, Санкт-Петербургский государственный университет (199178, Россия, г. Санкт-Петербург, 10 линия В. О., д. 33-35) ; завлабораторией Санкт-Петербургского отделения, Государственный океанографический институт имени Н. Н. Зубова (199026, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. Беринга, д. 38), кандидат географических наук, **ORCID ID: 0000-0002-4546-4920, ResearcherID: I-4647-2015, Scopus Author ID: 11239410500, SPIN-код: 9870-7279, i@ntikhonova.ru**

Сухачев Владимир Николаевич, научный сотрудник Института наук о Земле, Санкт-Петербургский государственный университет (199178, Россия, г. Санкт-Петербург, 10 линия В. О., д. 33-35) ; научный сотрудник Санкт-Петербургского отделения, Государственный океанографический институт имени Н. Н. Зубова (199026, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. Беринга, д. 38), **ORCID ID: 0000-0003-4821-4342, ResearcherID: N-7470-2015, Scopus Author ID: 55969236600, SPIN-код: 4963-7802, syhachev@mail.ru**

Литина Екатерина Николаевна, научный сотрудник Института наук о Земле, Санкт-Петербургский государственный университет (199178, г. Россия, Санкт-Петербург, 10 линия В. О., д. 33-35) ; научный сотрудник Санкт-Петербургского отделения, Государственный океанографический институт имени Н. Н. Зубова (199026, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. Беринга, д. 38), **ORCID ID: 0000-0003-1069-1768, ResearcherID: I-4667-2015, Scopus Author ID: 56534229800, SPIN-код: 1777-7640, warzuga@yandex.ru**

Пространственно-временная изменчивость характеристик Арктической фронтальной зоны в Баренцевом и Карском морях в летний период в первые два десятилетия XXI века

А. А. Коник^{1, 2} ✉, А. В. Зимин^{1, 2}

¹ Институт океанологии им. П. П. Шишова РАН, Москва, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

✉ konikrshu@gmail.com

Поступила в редакцию 05.04.22; одобрена после рецензирования 28.05.2022;
принята к публикации 09.09.2022.

Аннотация

Цель работы – по результатам дистанционных методов зондирования Земли изучить многолетнюю изменчивость характеристик поверхностных проявлений Арктической фронтальной зоны, сезонно формирующейся в прикромочной ледовой зоне арктических морей.

Методы и результаты. В качестве исходных данных для выделения фронтальной зоны в работе выступают спутниковые измерения поверхностной температуры MODIS/Aqua и VIIRS/Suomi NPP с августа по сентябрь 2002–2020 гг. Положение и характеристики Арктической фронтальной зоны определялись с помощью кластерного анализа. Установлено, что в теплый период года средний многолетний термический поверхностный градиент Арктической фронтальной зоны составляет 0,06 °C/км, а площадь – 348 тыс. км². Изменчивость межгодовых оценок градиента в области Арктической фронтальной зоны составила от 0,04 до 0,09 °C/км, а площади – от 159 до 489 тыс. км².

Выводы. Пространственное положение фронтальной зоны в последние два десятилетия характеризуется значительным смещением на север в область 81–82° с. ш. Поверхностная температура в области фронтального раздела в последнее десятилетие в среднем выше, чем в предыдущее. Такая динамика определяется отступлением кромки арктического ледяного покрова. Максимальные величины термического градиента в области Арктической фронтальной зоны зафиксированы в 2009, 2016 и 2018 гг. при значительных скоростях приводного ветра и пониженной сплоченности ледяного покрова. Показано, что поверхностная температура, термический градиент и площадь фронтальной зоны определяются площадью и сплоченностью льдов в прошлогодний осенний сезон. Установлено, что зимний индекс NAO частично обуславливает изменение поверхностной температуры в Арктической фронтальной зоне в теплый сезон.

Ключевые слова: Арктическая зона, фронтальная зона, прикромочная ледовая зона, ледяной покров, спутниковые измерения, NAO, Баренцево море, Карское море

Благодарности: данная работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 20-35-90053 и государственного задания ИО РАН FMWE-2021-0014.

Для цитирования: Коник А. А., Зимин А. В. Пространственно-временная изменчивость характеристик Арктической фронтальной зоны в Баренцевом и Карском морях в летний период в первые два десятилетия XXI века // Морской гидрофизический журнал. 2022. Т. 38, № 6. С. 679–693. EDN BSJBNO. doi:10.22449/0233-7584-2022-6-679-693

Variability of the Arctic Frontal Zone Characteristics in the Barents and Kara Seas in the First Two Decades of the XXI Century

A. A. Konik ^{1, 2} ✉, A. V. Zimin ^{1, 2}

¹ P. P. Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

² Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia

✉ konikrshu@gmail.com

Abstract

Purpose. The article is devoted to studying the long-term variability of the characteristics of surface manifestations of the Arctic Frontal Zone formed seasonally in the Marginal Ice Zone of the Arctic seas.

Methods and Results. To identify the frontal zone, the satellite measurements of surface temperature carried out by the MODIS/Aqua and VIIRS/Suomi NPP from August to September, 2002–2020 are used as an initial data. The Arctic Frontal Zone position and characteristics were determined using the cluster analysis. In the warm period of a year, the average long-term thermal surface gradient in the Arctic Frontal Zone is revealed to be 0.06 °C/km, and its area – 348,000 km². Variability of the inter-annual gradient estimates in this region ranged from 0.04 to 0.09 °C/km, and the area – from 159,000 to 489,000 km².

Conclusions. During the last two decades, spatial position of the frontal zone has been characterized by a significant shift to the north (81–82° N). The surface temperature in the frontal zone in the last decade was on average higher than that in the previous one. Such dynamics is conditioned by retreat of the arctic ice cover edge. The thermal gradient maximum values in the Arctic Frontal Zone were recorded in 2009, 2016 and 2018 at the significant near-surface wind speeds and the reduced ice cover concentration. The surface temperature, the thermal gradient and the frontal zone area are shown to be conditioned by the ice area and concentration in last year's autumn season. It is established that during a warm season, the North Atlantic Oscillation winter index governs variation of the surface temperature in the Arctic Frontal Zone.

Keywords: Arctic zone, frontal zone, marginal ice zone, ice cover, satellite measurements, NAO, Barents Sea, Kara Sea

Acknowledgements: the study was carried out within the framework of the RFBR grant No. 20–35–90053 and state assignment of IO RAS on theme FMWE–2021–0014.

For citation: Konik, A.A. and Zimin, A.V., 2022. Variability of the Arctic Frontal Zone Characteristics in the Barents and Kara Seas in the First Two Decades of the XXI Century. *Physical Oceanography*, 29(6), pp. 659–673. doi:10.22449/1573-160X-2022-6-659-673

1. Введение

Арктический ледяной покров является одной из важнейших характеристик полярных регионов. Характеристики и пространственная динамика льдов влияют как на региональные особенности отдельных морей [1], так и на всю климатическую систему Арктики [2]. В последние десятилетия в Арктическом регионе наблюдается интенсивное отступление кромки ледяного покрова к Северному полюсу [3, 4]. На границе однолетнего льда и полностью открытых морских вод формируется уникальная по своей гидрологической структуре прикромочная ледовая зона (ПЛЗ) (работы ¹ и [5–9]). Процессы взаимодействия океана и атмосферы с морским льдом в ПЛЗ усиливают мелкомасштабную

¹ Никифоров Е. Г., Шнайхер А. О. Закономерности формирования крупномасштабных колебаний гидрологического режима Северного Ледовитого океана. Л. : Гидрометеиздат, 1980. 270 с. ; Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР. Том 1. Баренцево море. Выпуск 1. Гидрометеорологические условия. Л. : Гидрометеиздат, 1990. 280 с.

турбулентность и конвективное перемешивание [5, 6], а также влияют на различные морские пищевые цепи [10, 11].

Многочисленные исследования ПЛЗ [10–16] показали, что в результате взаимодействия относительно холодных распресненных вод вблизи кромки ледяного покрова и более теплых и отдаленных от кромки морских вод формируется фронтальная зона [13]. До настоящего времени у этой зоны нет установившегося наименования. Известно, что в некоторых исследованиях ее называют Арктической [12, 13], Прикромочной [17] либо фронтальной зоной ПЛЗ [15]. В данной статье авторы будут опираться на терминологию работы [13] и использовать термин «Арктическая фронтальная зона» (АФЗ).

Методические сложности контактных и дистанционных наблюдений в области АФЗ обуславливают отсутствие каких-либо сведений о многолетней изменчивости количественных оценок и ее динамики в Баренцевом и Карском морях. Из отдельных работ [13, 17] известно, что в Баренцевом море АФЗ, по данным судовых измерений, обладает сложной сезонной и межгодовой пространственной динамикой, которая зависит от характеристик и положения кромки ледяного покрова, а также параметров приповерхностного ветра. В теплый период года АФЗ в Баренцевом море [16, 17] характеризуется ярко выраженными вертикальными и горизонтальными термохалинными градиентами. В Карском море в последних исследованиях [14, 17] с помощью данных спутникового зондирования радиометров высокого разрешения описана пространственная динамика АФЗ и получены некоторые сезонные оценки термических градиентов и ширины этой зоны.

Однако весьма редкие и отрывочные исследования не позволяют на продолжительном интервале времени описать пространственную динамику и систематизировать количественные оценки характеристик АФЗ в Баренцевом и Карском морях. Получение и уточнение этих данных является важным аспектом в понимании происходящих глобальных климатических изменений. Не менее актуальным является исследование связи характеристик АФЗ и крупномасштабной атмосферной циркуляции, что позволит выявить особенности процесса взаимодействия океан – атмосфера в северных частях арктических морей.

Таким образом, цель настоящего исследования – детектирование АФЗ на поверхности, изучение ее межгодовой изменчивости и анализ оценок ее связи с региональными и глобальными гидрометеорологическими процессами.

2. Данные и методы

Пространственная изменчивость и количественные характеристики АФЗ оценивались с помощью среднемесячных спутниковых измерений температуры поверхности моря (ТПМ) с августа по сентябрь с 2002 по 2020 г. Для идентификации АФЗ использовались данные спутников с инфракрасными радиометрами высокого разрешения *MODIS/Aqua* и *VIIRS/Suomi NPP*. Пространственное разрешение данных составляет $0,05^\circ$ по широте и долготе [18].

Характеристики и положение АФЗ определялись при помощи совместного анализа полей ТПМ и ее градиентов. Термические горизонтальные градиенты рассчитывались согласно методике, представленной в работе [19]. В программном обеспечении *Matlab* создавалась двумерная сетка с координатами от

75° до 83° с. ш. и 30° до 90° в. д. в Баренцевом и Карском морях с шагом 0,25° по широте и долготе. Затем полученные данные о ТПМ и ее градиентах объединялись в единую матрицу и интерполировались на указанную сетку.

АФЗ на поверхности Баренцева и Карского морей идентифицировалась в программе *Statistica 10* с помощью иерархического и интерактивного алгоритмов кластерного анализа ² в два этапа. На первом этапе определялось оптимальное количество классов с помощью построенных дендрограмм методом Уорда с евклидовой метрикой. На втором этапе проводилась окончательная кластеризация методом *k-means*. По результатам кластерного анализа строились карты распределения выделенных положений АФЗ. Карты положений основных классов вод анализировались за каждый отдельный месяц. Для подкласса, соответствующего АФЗ, на месячном и годовом интервалах рассчитывались средние значения ТПМ, ее градиентов, площади, а также определялись координаты самой северной точки фронтальной зоны. Далее на основе полученных координат по десятилетиям оценивалась повторяемость широт, на которых регистрировалась северная граница АФЗ.

Для анализа влияния ветра на параметры АФЗ использовались 6-часовые данные о скорости приводного ветра продукта *ERA-Interim Reanalysis*, полученные с сайта <https://www.ecmwf.int> от *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF)*. Данные о полях ветра были получены за период с 2002 по 2019 г. и усреднены до месячных значений. Площадь и сплоченность (в исходных данных используется термин «концентрация», или *concentration*) ледяного покрова в районе исследования описывались с помощью данных спутниковых радиометров *AMSR-E* и *AMSR-2*. Данные были подготовлены Бременским университетом [20]. По ним также определялось положение кромки ледяного покрова (на представленных в работе картах это линии, где сплоченность льда составляла 1 %) и площадь льдов с разной сплоченностью.

Анализ влияния глобальных атмосферных процессов на изменение параметров АФЗ проводился с привлечением индекса атмосферной циркуляции *NAO (North Atlantic Oscillation)* ³, который отражает интенсивность зонального переноса воздушных масс над северной частью Атлантического океана [21]. Данные загружались с сайта *Climate Prediction Centre* (URL: <https://www.cpc.ncep.noaa.gov>).

Для определения степени связи региональных и глобальных процессов с характеристиками АФЗ использовался кросскорреляционный анализ. Характеристики фронтальной зоны сопоставлялись с данными о ветре, площади и сплоченности ледяного покрова на месячном интервале со сдвигом до 12 месяцев. Данные об индексах атмосферной циркуляции коррелировались со средними сезонными оценками характеристик фронтальной зоны на временном интервале от 3 до 9 месяцев. Полученные коэффициенты проходили проверку значимости с помощью критерия Стьюдента для уровня значимости 95 %.

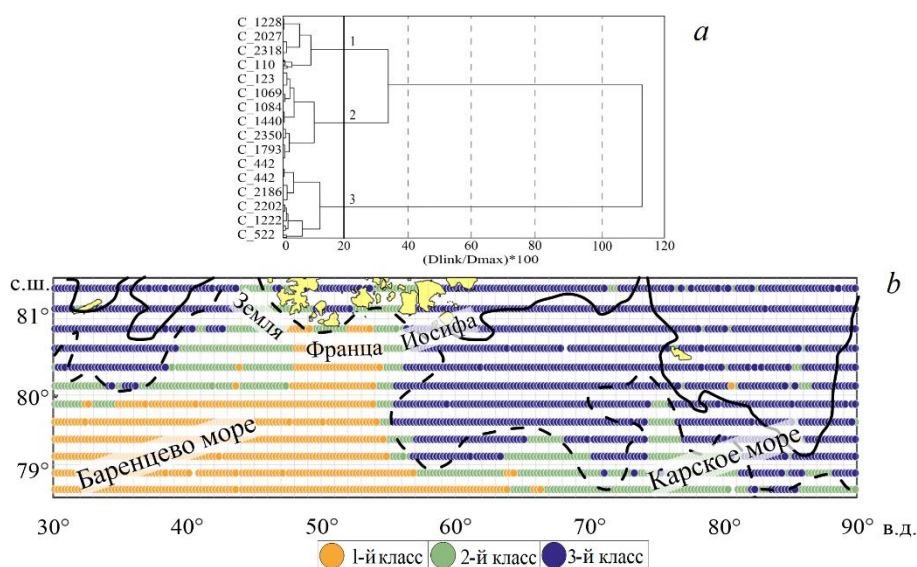
² Вайновский П. А., Малинин В. Н. Методы обработки и анализа океанологической информации: Многомерный анализ. СПб.: РГТМИ, 1992. 96 с.

³ URL: https://www.cpc.ncep.noaa.gov/products/CDB/CDB_Archive_html/bulletin_0299/telemonc.gif (дата обращения: 20.11.2022).

3. Результаты исследования

3.1. Детектирование АФЗ на поверхности Баренцева и Карского морей.

На примере результатов кластеризации полей температуры и ее градиента методом Уорда, представленном на рис. 1, *a*, можно увидеть два основных класса, которые располагаются довольно далеко друг от друга. Данные классы можно отнести к чистым морским водам и водам в области арктического ледяного покрова. Уменьшая пороговое расстояние более чем в три раза, можно наблюдать разделение класса морских вод на два подкласса. Согласно общим представлениям о характеристиках вод Баренцева и Карского морей (см. работы ⁴ и [22–24]), известно, что в рассматриваемом регионе наблюдается арктическая водная масса. В ходе различных исследований [13, 14, 16] было установлено, что между водами, формирующимися под непосредственным влиянием кромки ледяного покрова, и арктическими водами в данном регионе возникают фронтальные зоны разного генезиса. Соответственно, результаты кластеризации методом Уорда позволяют сделать предположение о наличии в поверхностном слое двух модификаций морских вод и отдельного класса вод в области дрейфующего ледяного покрова. В результате в данном регионе наиболее оптимально с физической и статистической точки зрения будет выделение трех классов вод.



Р и с. 1. Результаты кластерного анализа и использования характеристик льда по спутниковым данным в августе 2002 г.: *a* – дендрограмма, полученная методом Уорда (черной вертикальной линией и цифрами обозначены основные классы вод); *b* – классификация, полученная методом *k*-средних (1-й класс – арктическая водная масса; 2-й класс – АФЗ; 3-й класс – воды в области ледяного покрова; черная штриховая линия – среднемесячное положение кромки ледяного покрова (сплошенность 1 %); черная сплошная линия – граница льдов со сплошенностью 20 %)

Fig. 1. Results of the cluster analysis and application of the satellite-derived ice parameters in August, 2002: *a* – dendrogram obtained by the Ward's method (black vertical line and numbers denote the water main classes); *b* – classification obtained by the *k*-means method (class 1 – arctic water mass; class 2 – AFZ; class 3 – waters in the ice cover area; black hatch line – the monthly average position of the ice cover edge (1 % ice concentration); black solid line – boundary of the ice with 20 % ice concentration)

⁴ Добровольский А. Д., Залогин Б. С. Моря СССР. М. : МГУ, 1982. 192 с.
МОРСКОЙ ГИДРОФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 38 № 6 2022

Полученное количество классов использовалось при кластеризации методом *k-means*, результаты применения которого изображены на рис. 1, *b*.

Количественные оценки полученной кластеризации представлены в табл. 1. Из таблицы видно, что классификация позволяет четко соотнести полученные классы с водами разного генезиса, которые наблюдаются в выбранном регионе исследования.

Т а б л и ц а 1
Table 1

Количественные оценки характеристик ТПМ ($\bar{T}$), ее градиентов ($\nabla\bar{T}$) и площади АФЗ (*s*) по результатам кластеризации в августе 2002 г.
Quantitative estimates of SST characteristics ($\bar{T}$), its gradients ($\nabla\bar{T}$) and AFZ area (*s*) based on the cluster analysis results for August, 2002

Класс / Class	$\bar{T}$, °C	$\nabla\bar{T}$, °C/км / $\nabla\bar{T}$, °C/km	$s \cdot 10^3$, км ² / $s \cdot 10^3$, km ²
1	2,6	0,03	272
2	1,8	0,06	263
3	–0,2	0,04	641

Согласно исследованиям (работы ⁵ и [9, 23–26]), арктические воды в Баренцевом и Карском морях чаще всего отмечаются выше 77–79° с. ш. и располагаются вблизи арх. Шпицберген, Земли Франца Иосифа (ЗФИ) и кромки ледяного покрова. Положение первого класса (см. рис. 1, *b*) в целом соответствует климатическому положению данной водной массы, описанному в работах ⁶ и [23, 25]. Средняя температура арктических вод в теплый сезон в среднем составляет 2–3 °C, что в целом совпадает с результатами проведенной кластеризации (см. табл. 1).

Второй класс занимает пограничное положение между арктическими водами и сезонными (тающими) льдами (сплоченность более 1 %). Северная граница класса почти на всем своем протяжении соприкасается с кромкой ледяного покрова. Такое пространственное положение класса сопоставимо с ранее описанным положением [13] АФЗ на границе льда в ПЛЗ. У данного класса наблюдается максимальный поверхностный термический градиент (0,06 °C/км) что, согласно классификации ⁷, позволяет отнести его к фронтальной зоне. Дополнительным подтверждением отнесения данного класса к фронтальной зоне служит его минимальная площадь (263 тыс. км²) по сравнению с площадью, которую занимают другие классы. Кроме этого, результаты экспедиционных

⁵ Добровольский А. Д., Залогин Б. С. Моря СССР. 192 с.; Вайновский П. А., Малинин В. Н. Методы обработки и анализа океанологической информации: Многомерный анализ. 96 с.

⁶ Никифоров Е. Г., Шнайхер А. О. Закономерности формирования крупномасштабных колебаний гидрологического режима Северного Ледовитого океана. 270 с.; Вайновский П. А., Малинин В. Н. Методы обработки и анализа океанологической информации: Многомерный анализ. 96 с.

⁷ Федоров К. Н. Физическая природа и структура океанических фронтов. Л., 1983. 296 с.

исследований [16] соотносятся с полученной величиной термического градиента фронтальной зоны, который был выделен на границе ПЛЗ. Исходя из проведенного анализа, данный класс можно отнести к АФЗ.

Анализ данных радиометра AMSR-E за август 2002 г. показал, что в области 3-го класса максимальную площадь (более 340 тыс. км²) занимают воды с ледяными полями со сплоченностью более 1 %. Полученные в результате кластеризации количественные оценки ТПМ (преимущественно отрицательные значения) также подтверждают, что данный класс относится к водам в области сезонных ледяных полей (см. табл. 1). Важно отметить, что отрицательные температуры, сходные с температурой поверхностных вод, также формируются на отдельных открытых участках тонкого льда вблизи проталин.

Таким образом, в рамках проведенной кластеризации в исследуемой области Баренцева и Карского морей удалось выделить три класса: арктические воды, АФЗ и воды в области сезонных ледяных полей.

3.2. Многолетняя и межгодовая изменчивость АФЗ. Выполнение кластерного анализа дало возможность получить многолетние количественные оценки и описать динамику изменчивости АФЗ с 2002 по 2020 г. В табл. 2 представлены осредненные многолетние параметры АФЗ за август и сентябрь.

Т а б л и ц а 2
Table 2

Средние многолетние оценки ТПМ ($\bar{T}$), ее градиентов ($\nabla\bar{T}$) и площади АФЗ (s) за август и сентябрь
Average long-term estimates of SST ($\bar{T}$), its gradients ($\nabla\bar{T}$) and the AFZ area (s) for August and September

Месяц / Month	$\bar{T}$, °C	$\nabla\bar{T}$, °C/км / $\nabla\bar{T}$, °C/km	$s \cdot 10^3$, км ² / $s \cdot 10^3$, км ²
Август / August	1,2	0,06	364
Сентябрь / September	0,8		332
Среднее / Average	1.0	0,06	348

Многолетние оценки ТПМ за каждый месяц отражают ход с максимумом в августе и минимумом в сентябре. Величина термического градиента в августе и сентябре остается неизменной. Максимум площади поверхностной АФЗ регистрируется в августе, а затем наблюдается незначительный спад ее величины.

Анализ многолетней пространственной динамики АФЗ (рис. 2, $a - b$) показал, что в августе фронтальная зона располагается в районах от 78°–80° с. ш., находясь при этом южнее арх. ЗФИ. В сентябре АФЗ, разделяясь на две обособленные части, смещается в область 80°–81° с. ш. Вероятно, основной вклад

в изменчивость пространственного положения фронтальной зоны в данный период года вносит интенсивность солнечной радиации, воздействующей на таяние и отход кромки ледяного покрова на север.

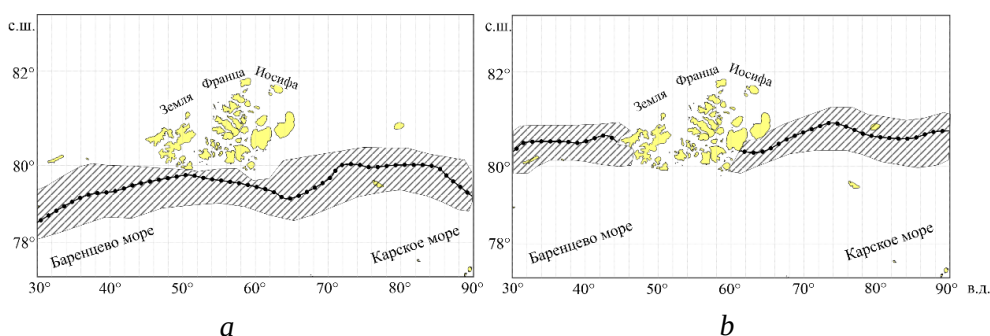


Рис. 2. Многолетние положения АФЗ (область штриховых линий): *a* – в августе; *b* – в сентябре. Черной линией указано положение кромки ледяного покрова (сплоченность льда 1 % по данным радиометров AMSR-E и AMSR-2)

Fig. 2. Long-term AFZ positions (hatch lines area): *a* – August; *b* – September. Black line indicates position of the ice cover edge (1 % ice concentration based on the AMSR-E and AMSR-2 radiometers data)

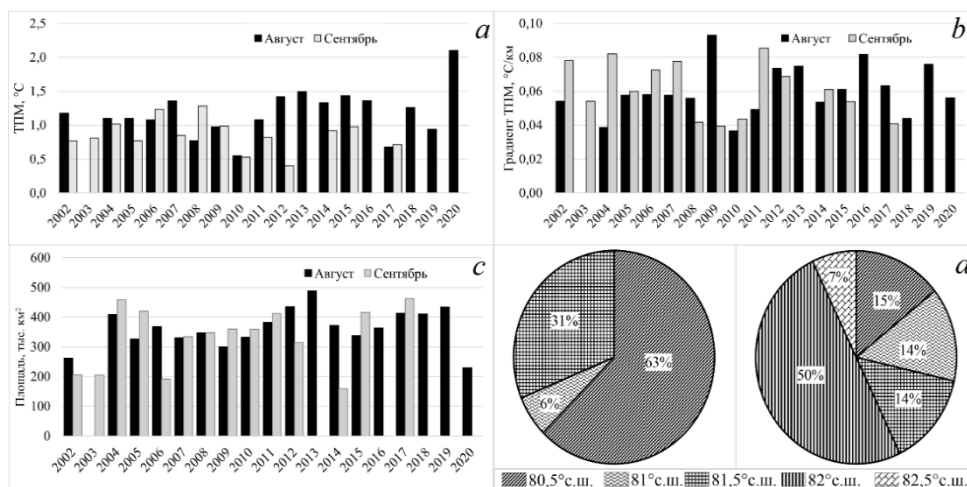


Рис. 3. Межгодовая изменчивость с 2002 по 2020 г. ТПМ (*a*), градиента ТПМ (*b*), площади АФЗ (*c*), повторяемости координат северной границы зоны с 2002 по 2010 г. (*d*) и с 2011 по 2020 г. (*e*)

Fig. 3. Interannual variability (2002–2020) of SST (*a*), SST gradient (*b*), AFZ area (*c*) and repeatability of the coordinates of the zone northern boundary in 2002–2010 (*d*) and in 2011–2020 (*e*)

Межгодовая изменчивость характеристик температуры во фронтальной зоне за весь период исследования представлена на рис. 3, *a*. Видно, что с 2002 по 2020 г. ТПМ колеблется от 0,4 °C в сентябре до 2,1 °C в августе. Чаще всего максимум поверхностной температуры наблюдается в августе, а минимум – в сентябре. В период с 2002 по 2012 г. ТПМ в АФЗ значительно не изменялась, а максимальные значения достигали 1,4 °C, что в целом совпадает со средними многолетними оценками (см. табл. 2). Во вторую декаду XXI в. наблюдается

положительный тренд поверхностной температуры, максимум которого отмечается в августе 2020 г. и составляет $2,1^{\circ}\text{C}$, что в два раза выше средних оценок (см. табл. 2). Важно сразу отметить, что в последние годы АФЗ в рассматриваемом регионе регистрируется только в августе.

Изменчивость величины градиента АФЗ с 2002 по 2020 гг. (рис. 3, *b*) в целом характеризуется однородностью. Термический градиент в АФЗ меняется от $0,04^{\circ}\text{C}/\text{км}$ в 2010 г. до $0,09^{\circ}\text{C}/\text{км}$ в 2009 г. В первую декаду XXI в. величина градиента ТПМ почти не меняется и в общем соответствует его средним многолетним значениям (см. табл. 2). Однако с 2011 по 2020 г. наблюдается небольшой рост термического градиента с максимумом $0,08^{\circ}\text{C}/\text{км}$ в сентябре 2016 г. Стоит отметить, что в отдельные месяцы, например в августе 2009, 2016, 2019 гг., при небольших значениях ТПМ наблюдаются максимумы градиента ТПМ в АФЗ. Однако данные случаи являются исключительными и не распространяются на весь период исследования.

Параметры площади АФЗ (рис. 3, *c*) характеризуются минимальным значением в сентябре 2014 г. (139 тыс. км^2) и максимумом в августе 2013 г. (489 тыс. км^2). Межгодовая изменчивость площади отличается незначительными колебаниями в первое десятилетие XXI в. (амплитуда $30\text{--}40$ тыс. км^2), а с 2010 по 2020 г. ее диапазон возрастает в несколько раз (амплитуда более 330 тыс. км^2). В некоторые годы наблюдаются как положительные (2004, 2013, 2017 гг.), так и отрицательные (2006, 2014, 2020 гг.) аномалии площади АФЗ, величина которых значительно превышает средние многолетние оценки (см. табл. 2). Стоит также отметить циклы роста (2008–2012 гг.; 2016–2019 гг.) и спада (2004–2007 гг.; 2013–2015 гг.) величины площади, интервал которых составляет от 3 до 4 лет.

Анализ диаграмм повторяемости широты северной границы АФЗ за 20 лет (рис. 3, *d – e*), показал, что в первое десятилетие фронтальная зона наблюдалась в южных районах арх. ЗФИ ($80,5^{\circ}\text{--}81,5^{\circ}$ с. ш.), а во второе чаще стала наблюдаться гораздо севернее, в области до $82,5^{\circ}$ с. ш. Важно отметить, что с 2010 по 2020 г. увеличился процент встречаемости северной границы фронтальной зоны в более высоких широтах. Такое пространственное положение фронтальной зоны является основной причиной отсутствия ее количественных оценок в сентябре в последние годы. АФЗ, как и арктический ледяной покров, значительно смещается на север и выходит далеко за пределы географических границ Баренцева и Карского морей.

3.3. Связь АФЗ с региональными и глобальными гидрометеорологическими процессами. Оценки характеристик площади и сплоченности ледяного покрова, а также характеристик приводного ветра за исследуемый период на рассматриваемой акватории представлены на рис. 4. Параметры площади и сплоченности ледяного покрова за рассматриваемый период имеют ярко выраженный отрицательный временной тренд. При этом минимальные оценки чаще фиксировались в отдельные годы второго десятилетия XXI в. (2012 г. – 117 тыс. км^2 и 5% , 2013 г. – 52 тыс. км^2 и 4% , 2018 г. – 110 тыс. км^2 и 3% , 2020 г. – 53 тыс. км^2 и 4%). Стоит отметить, что площадь льдов в области изучаемого региона за первые два десятилетия XXI в. в среднем сократилась на $200\text{--}250$ тыс. км^2 , а их сплоченность снизилась более чем в два раза с 16 до

6 %. Интенсификация ветрового воздействия чаще наблюдалась с 2002 по 2010 г.: максимумы наблюдаются в 2006 (2,9 м/с) и 2009 гг. (3,5 м/с). Во второй декаде XXI в. скорость ветра упала, в последние годы наблюдается ее устойчивое уменьшение (2018 – 1,2 м/с, 2019 – 0,8 м/с). Важно отметить, что в последние годы (с 2016 по 2019 г.) параметры ледяного покрова и средней скорости ветра изменяются синхронно.

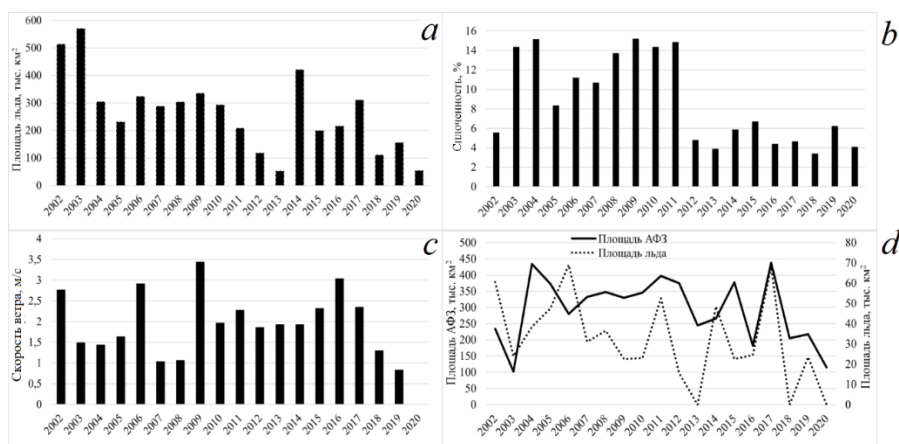


Рис. 4. Межгодовые оценки параметров морского льда за август и сентябрь с 2002 по 2020 г.: *a* – площадь льда со сплоченностью от 1 до 100 %; *b* – средняя сплоченность льда в районе исследования; *c* – скорость приводного ветра; *d* – среднесезонная величина площади АФЗ и площади льдов со сплоченностью от 1 до 20 %

Fig. 4. Interannual estimates of the sea ice parameters for August and September, 2002–2020: *a* – ice cover area with a concentration from 1 to 100 %; *b* – average ice concentration in the region under study; *c* – near-surface wind speed; *d* – seasonal average values of the AFZ area and the ice cover one with a concentration from 1 to 20 %

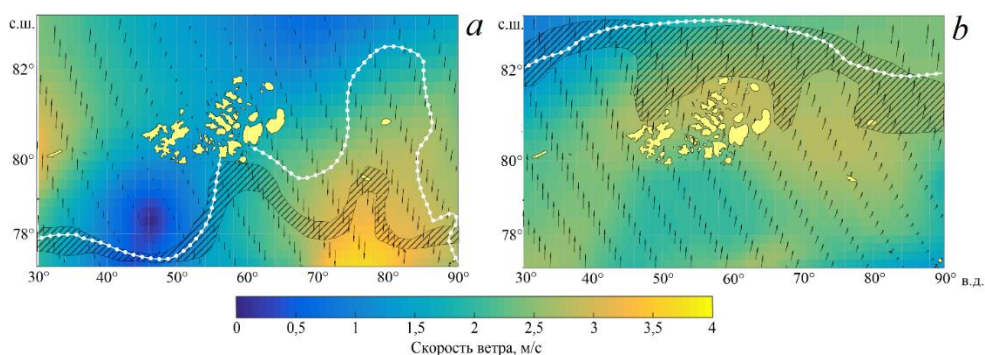
Сопоставление межгодовых параметров льда и ветра с характеристиками АФЗ показало, что общий рост поверхностной температуры во фронтальной зоне (см. рис. 3, *a*) за отдельные годы (2015, 2016, 2018, 2020 гг.) формируется на фоне малой величины скорости приводного ветра, а также понижения площади и сплоченности ледяного покрова. Большинство малых значений ТПМ в АФЗ (2002, 2003, 2007, 2009 гг.) совпадает с большой величиной площади и сплоченности льдов и максимальной скоростью ветра в регионе. Исключением является 2012 г., когда при средней скорости ветра не более 2 м/с наблюдаются минимальные значения ТПМ (0,4 °C) и малая величина площади и сплоченности льдов. Вероятно, в начале второго десятилетия XXI в. интенсивное таяние льдов не могло иметь одномоментный отклик в изменении поверхностной температуры АФЗ. Однако постоянное увеличение открытой от льдов морской поверхности на фоне малых скоростей ветра, по-видимому, повлияло на интенсификацию радиационного прогрева и формирование значительных положительных аномалий ТПМ в АФЗ, например, в августе 2020 г.

Большая величина термического градиента АФЗ (см. рис. 3, *b*), зафиксированная в 2009, 2016 и 2018 гг., наблюдается при относительно высоких ско-

ростях приводного ветра и минимумах площади и сплоченности ледяного покрова. Возрастание градиента, вероятно, возникает в результате увеличенного поступления холодных распресненных вод в область вне ледовой зоны вследствие таяния льдов. Таяние ускоряется из-за увеличения скорости приводного ветра. Малая величина градиентов ТПМ в сентябре 2008 и августе – сентябре 2010 гг. соответствует небольшой скорости ветра и периодам максимумов площади и сплоченности льдов, что указывает на связь характеристик градиента АФЗ с объемом поступающих в результате таяния вод.

Максимальные значения площади АФЗ (2012, 2013, 2017, 2019) совпадают с периодами, когда отмечаются небольшие скорости ветра и минимумы площади и сплоченности ледяного покрова. В годы увеличенной площади и сплоченности льдов (2002, 2003, 2006, 2014 гг.), а также усиления ветра (2009, 2016 гг.) наблюдаются минимальные площади, занимаемые АФЗ. Сравнение площади АФЗ и площади льдов со сплоченностью не более 20 % в рассматриваемом регионе (рис. 4, *d*) показало их почти синхронную изменчивость. Такая взаимозависимость позволяет предположить, что интенсивность таяния льдов вносит значительный вклад в формирование площади АФЗ. Единственное исключение (ресинхронизация) регистрируется в 2006 г., когда при уменьшении площади АФЗ наблюдается рост площади льда с низкой сплоченностью, что, вероятно, связано с интенсификацией скорости приводного ветра северных румбов в этот период (рис. 4, *a – c*), который повлиял на увеличение объема выносимых льдов из северных районов Арктики.

Роль ветра в изменении характеристик фронтальной зоны хорошо иллюстрирует рис. 5. Максимальная площадь АФЗ (рис. 5, *a*), которая отмечается в августе 2013 г., наблюдается при северных ветрах со средней скоростью до 3,5 м/с. В сентябре 2014 г. при ветрах южных румбов со средней скоростью более 4 м/с регистрируется минимальная площадь АФЗ (рис. 5, *b*).



Р и с. 5. Минимальная (сентябрь 2014 г.) (*a*) и максимальная (август 2013 г.) (*b*) площадь распространения АФЗ в различных ветровых условиях. Белая линия показывает положение края ледяного покрова

F i g. 5. Minimum (September, 2014) (*a*) and maximum (August, 2013) (*b*) areas of the AFZ propagation at various wind conditions. White line indicates the position of the ice cover edge

Корреляционный анализ параметров льда и АФЗ показал, что сплоченность льдов в исследуемом регионе за октябрь прошлого года имеет значимый коэффициент корреляции с градиентом ТПМ в августе ($r = -0,44$) и площадью

АФЗ в сентябре ($r = 0,47$). Кроме этого, площадь льдов в октябре прошлого года коррелирует с сентябрьскими значениями ТПМ в АФЗ ($r = 0,54$). Возможная причина таких взаимосвязей лежит в величине теплозапаса вод, образовавшихся в высоких широтах в течение теплого сезона. В результате в следующий летний сезон по мере таяния льдов величина объема освободившегося тепла может влиять на ослабление градиента в области фронтальной зоны в период ее формирования в августе, а потом в сентябре сказываться на повышении ТПМ и площади АФЗ.

Для анализа влияния глобальных атмосферных переносов на параметры АФЗ были привлечены индексы *NAO*, межгодовой ход которых представлен на рис. 6.

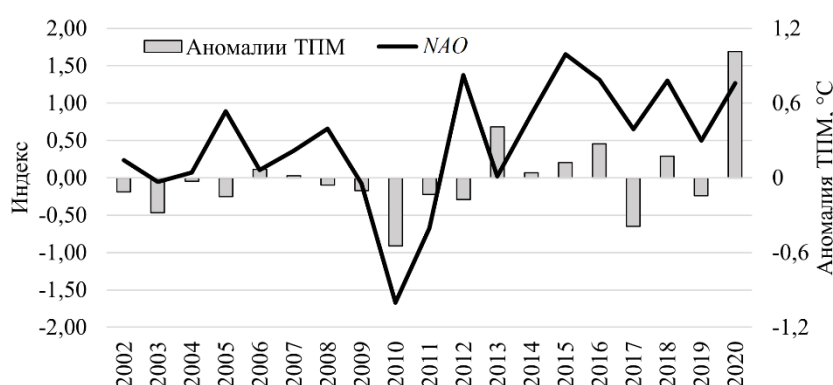


Рис. 6. Межгодовая динамика осредненных индексов атмосферной циркуляции *NAO* за зимний сезон и аномалий ТПМ (отличие от среднего значения ТПМ в районе АФЗ за весь период исследований) в АФЗ за август и сентябрь

Fig. 6. Interannual dynamics of the averaged *NAO* indices in the winter season and the SST anomalies (differing from the SST average value in AFZ for the entire period under study) in AFZ for August and September

Колебания *NAO* в большинство лет характеризуются положительными значениями. Важно отметить, что значения индекса *NAO* с 2011 по 2020 г. увеличились почти в два раза по сравнению с первым десятилетием XXI в. Такой значительный рост индекса в последние годы показывает усиление зонального переноса теплого воздуха из северной части Атлантического океана в рассматриваемую область Баренцева и Карского морей.

Стоит обратить внимание, что положительные значения *NAO* фиксируются в периоды малых термических аномалий. Корреляционный анализ зимних значений индекса *NAO* и текущих летних величин ТПМ в АФЗ показал, что между ними существует значимая статистическая связь ($r = 0,50$). Вероятно, при интенсификации зонального переноса с запада на восток в зимний сезон происходит усиление переноса вод из северной Атлантики в Арктику. Эти процессы влияют на температуру вод у кромки льдов в теплый сезон, что может увеличивать ТПМ в АФЗ. Отметим, что полученные абсолютные значения коэффициентов корреляции, хоть их величина и мала, показывают важность глобальных переносов в формировании АФЗ.

4. Заключение

В рамках данного исследования впервые проведен анализ многолетней пространственной изменчивости и количественных оценок характеристик в области АФЗ в Баренцевом и Карском морях.

Для детектирования положения и параметров АФЗ был применен подход на основе кластерного анализа на базе комплексирования спутниковых данных о поверхностной температуре и ее градиентах.

В работе были рассчитаны и представлены количественные оценки ТПМ и их градиентов в АФЗ за август и сентябрь 2002–2020 гг. Многолетний градиент ТПМ во фронтальной зоне составил $0,06\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$, а площадь 348 тыс. км^2 . Межгодовые колебания термического градиента составили от $0,04\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$ до $0,09\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$, а площади АФЗ – от 159 до 489 тыс. км². При этом отличительной чертой данного исследования является описание межгодовой изменчивости поверхностной АФЗ в условиях меняющегося климата Арктики. Поверхностная температура АФЗ на фоне таяния льдов в последнее десятилетие стремительно растет, при этом поверхностный термический градиент остается стабильным. Площадь АФЗ характеризуется цикличностью роста/спада ее величины с интервалом от 3 до 4 лет и в целом соотносится с параметрами площади и сплоченности льдов. Анализ пространственного положения АФЗ показал, что в последние годы фронтальная зона значительно смещается на север в область открытых вод Северного Ледовитого океана и регистрируется в Баренцевом и Карском морях только в августе.

По оценкам площади и сплоченности льдов в северных районах Баренцева и Карского моря со сдвигом в 10 месяцев возможно судить о характере изменчивости оценок поверхностной температуры, ее градиента и площади АФЗ. Изменение зимних индексов глобальной атмосферной циркуляции *NAO* может определять изменение ТПМ в АФЗ в летний сезон. Полученные корреляционные связи впоследствии можно использовать для создания прогностической модели, описывающей характеристики области АФЗ.

Следующие работы будут направлены на исследование синоптической изменчивости АФЗ и создании модели долгосрочного прогноза ее основных параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kumar A., Yadav J., Mohan R. Spatio-temporal change and variability of Barents-Kara sea ice, in the Arctic: Ocean and atmospheric implications // *Science of The Total Environment*. 2021. Vol. 753. 142046. doi:10.1016/j.scitotenv.2020.142046
2. Parkinson C. L., Cavalieri D. J. Arctic sea ice variability and trends, 1979–2006 // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2008. Vol. 113, iss. C7. C07003. doi:10.1029/2007jc004558
3. Distribution and trends in Arctic sea ice age through spring 2011 / J. Maslanik [et al.] // *Geophysical Research Letters*. 2011. Vol. 38, iss. 13. L13502. doi:10.1029/2011gl047735
4. Serreze M. C., Stroeve J. Arctic sea ice trends, variability and implications for seasonal ice forecasting // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2015. Vol. 373, iss. 2045. 20140159. doi:10.1098/rsta.2014.0159
5. In situ measurements of an energetic wave event in the Arctic marginal ice zone / C. O. Collins [et al.] // *Geophysical Research Letters*. 2015. Vol. 42, iss. 6. P. 1863–1870. doi:10.1002/2015gl063063

6. *McPhee M. G., Maykut G. A., Morison J. H.* Dynamics and thermodynamics of the ice/upper ocean system in the marginal ice zone of the Greenland Sea // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1987. Vol. 92, iss. C7. P. 7017–7031. doi:10.1029/jc092ic07p07017
7. *Ginsburg A. I., Fedorov K. N.* On the multitude of forms of coherent motions in Marginal ICE Zones (MIZ) // *Mesoscale/Synoptic Coherent Structures in Geophysical Turbulence* / Edited by J. C. J. Nihoul, B. M. Jamart. Amsterdam : Elsevier B.V., 1989. P. 25–39. (Elsevier Oceanography Series ; vol. 50). doi:10.1016/s0422-9894(08)70175-2
8. *Иванов В. В., Алексеев В. А., Репина И. А.* Возрастание воздействия атлантических вод на ледяной покров Северного Ледовитого океана // Международная конференция, посвященная памяти академика А.М. Обухова, Москва, 13–16 мая 2013 года «Турбулентность, динамика атмосферы и климата» : сборник трудов. М. : ГЕОС, 2014. С. 336–344.
9. Многолетние изменения характеристик и циркуляции глубинных вод на севере Атлантического океана: роль региональных и внешних факторов / Ю. В. Селиванова [и др.] // *Океанология*. 2016. Т. 56, № 1. С. 18–22. doi:10.7868/S0030157416010184
10. Status and trends in the structure of Arctic benthic food webs / M. Kędra [et al.] // *Polar Research*. 2015. Vol. 34, iss. 1. 23775. doi:10.3402/polar.v34.23775
11. *Макаревич П. Р., Олейник А. А.* Фитопланктон Баренцева моря в весенний период: состав и структура в районе ледовой кромки // Труды Кольского научного центра РАН. 2017. Т. 8, № 2–4. С. 50–58. URL: http://www.mmbi.info/fs/files/1290/Okeanologiya_vyp_4_trudy_2_17.pdf (дата обращения: 04.04.2022).
12. *Van Aken H. M., Budéus G., Hähnel M.* The anatomy of the Arctic Frontal Zone in the Greenland Sea // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1995. Vol. 100, iss. C8. P. 15999–16014. doi:10.1029/95jc01176
13. *Родионов В. Б., Костяной А. Г.* Океанические фронты морей Северо-Европейского бассейна. М. : ГЕОС, 1998. 290 с.
14. *Коник А. А., Зимин А. В., Атаджанова О. А.* Количественные оценки изменчивости характеристик температуры поверхности моря в районе фронтальных зон Карского моря // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2019. Т. 12, № 1. С. 54–61. doi:10.7868/S2073667319010076
15. The Evolution of a shallow front in the Arctic marginal ice zone / S. Brenner [et al.] // *Elementa: Science of the Anthropocene*. 2020. 8. Art. 17. doi:10.1525/elementa.413
16. *Моисеев Д. В., Жичкин А. П.* Термохалинные условия в прикромочной зоне на севере Баренцева моря в апреле 2016 года // Труды Кольского научного центра РАН. 2017. Т. 8, № 2–4. С. 10–25. EDN ZWMYVF. URL: http://www.mmbi.info/fs/files/1290/Okeanologiya_vyp_4_trudy_2_17.pdf (дата обращения: 04.11.2022).
17. *Атаджанова О. А., Зимин А. В.* Анализ характеристик проявлений субмезомасштабных вихрей Баренцева, Карского и Белого морей по данным спутниковых наблюдений // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2019. Т. 12, № 3. С. 36–45. doi:10.7868/S2073667319030055
18. *Liu Y., Minnett P. J.* Sampling errors in satellite-derived infrared sea-surface temperatures. Part I: Global and regional MODIS fields // *Remote Sensing of Environment*. 2016. Vol. 177. P. 48–64. doi:10.1016/j.rse.2016.02.026
19. *Ivshin V. A., Trofimov A. G., Titov O. V.* Barents Sea thermal frontal zones in 1960–2017: variability, weakening, shifting // *ICES Journal of Marine Science*. 2019. Vol. 76, Suppl. 1. P. i3–i9. doi:10.1093/icesjms/fsz159
20. *Spreen G., Kaleschke L., Heygster G.* Sea ice remote sensing using AMSR-E 89-GHz channels // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2008. Vol. 113, iss. C2. C02S03. doi:10.1029/2005JC003384
21. *Нестеров Е. С.* Североатлантическое колебание: атмосфера и океан. М. : Триада Лтд., 2013. 144 с.
22. *Осадчиев А. А.* Речные плюмы. М. : Научный мир, 2021. 284 с.

23. *Johannessen O. M., Foster L. A.* A note on the topographically controlled Oceanic Polar Front in the Barents Sea // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1978. Vol. 83, iss. C9. P. 4567–4571. doi:10.1029/jc083ic09p04567
24. *Pavlov V. K., Pfirman S. L.* Hydrographic structure and variability of the Kara Sea: Implications for pollutant distribution // *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*. 1995. Vol. 42, iss. 6. P. 1369–1390. doi:10.1016/0967-0645(95)00046-1
25. *Harris C. L., Plueddemann A. J., Gawarkiewicz G. G.* Water mass distribution and polar front structure in the western Barents Sea // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1998. Vol. 103, iss. C2. P. 2905–2917. doi:10.1029/97jc02790
26. *Bauch D., Cherniavskaia E.* Water mass classification on a highly variable Arctic shelf region: origin of Laptev Sea water masses and implications for the nutrient budget // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2018. Vol. 123, iss. 3. P. 1896–1906. doi:10.1002/2017jc013524

Об авторах:

Коник Александр Александрович, младший научный сотрудник, Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН (19053, г. Санкт-Петербург, 1-я Линия Васильевского острова, д. 30); аспирант третьего года обучения Санкт-Петербургского государственного университета (199034, г. Санкт-Петербург, Университетская набережная, д. 7/9), **WoS ResearcherID: AAB-7195-2020**, **ORCID ID: 0000-0002-2089-158X**, **Scopus Author ID: 57203864647**, konikrshu@gmail.com

Зимин Алексей Вадимович, главный научный сотрудник, Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН (19053, г. Санкт-Петербург, 1-я Линия Васильевского острова, д. 30), доктор географических наук; профессор Санкт-Петербургского государственного университета (199034, г. Санкт-Петербург, Университетская набережная, д. 7/9), **WoS ResearcherID: C-5885-2014**, **Scopus Author ID: 55032301400**, zimin2@mail.ru