



DOI 10.59887/2073-6673.2025.18(2)-1
EDN AJTHIU

УДК 551.465.152

© А. А. Бухарев^{1*}, К. Ю. Булгаков², 2025

¹Российский государственный гидрометеорологический университет, 192007, г. Санкт-Петербург, Воронежская ул., д. 79

²Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, г. Москва, Нахимовский проспект, д. 36

*anton.bukharev@gmail.com

Сравнение методов параметризации турбулентности в модели верхнего слоя океана

Статья поступила в редакцию 23.01.2025, после доработки 23.04.2025, принята в печать 15.06.2025

Аннотация

При моделировании процессов в океане неизбежно встает вопрос об описании турбулентного обмена. На сегодняшний день существует множество способов задания параметризации турбулентности в верхнем слое океана. Рассматриваются наиболее распространенные и утвердившиеся методы замыкания уравнений гидродинамики через введение кинетической энергии турбулентности и турбулентного пути смешения, и приводится формулировка модели общей циркуляции океана. Проведен ряд экспериментов, в каждом из которых использовались разные комбинации уравнений для параметризации турбулентности, в которых также использовались данные реанализа The Copernicus Global 1/12° Oceanic and Sea Ice GLORYS12 Reanalysis и HYCOM + NCOM Global 1/12° Reanalysis для описания адвективных слагаемых в уравнениях для скалярных величин. Сравнение модельных данных проводилось с данными наблюдений, полученными с автоматических морских станций Тихоокеанской морской лаборатории окружающей среды. Показано, что использование более сложных форм записи уравнения кинетической энергии турбулентности, а также дополнительных уравнений для расчета турбулентного пути смешения не приводит к однозначному улучшению результатов. Также показано, что одни и те же комбинации уравнений, могут давать противоположные, с точки зрения качества, результаты.

Ключевые слова: параметризация турбулентности, коэффициент турбулентности, математическое моделирование, верхний слой океана

© А. А. Bukharev^{1*}, К. Yu. Bulgakov², 2025

¹Russian State Hydrometeorological University, 79 Voronezhskaya Str., St Petersburg, 192007, Russia

²Shirshov Institute of Oceanology RAS, 36 Nakhimovsky Prosp., Moscow, 117997, Russia

*anton.bukharev@gmail.com

Comparison of Turbulence Parameterization Methods in an Upper Ocean Layer Model

Received 23.01.2025, Revised 23.04.2025, Accepted 15.06.2025

Abstract

When modeling processes in the ocean, the issue of describing turbulent exchange inevitably arises. Today, there are numerous methods for parameterizing turbulence in the upper layer of the ocean. The most common and established closure methods for hydrodynamic equations are considered by introducing turbulent kinetic energy and turbulent mixing length, and a formulation

Ссылка для цитирования: Бухарев А.А., Булгаков К.Ю. Сравнение методов параметризации турбулентности в модели верхнего слоя океана // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2025. Т. 18, № 2. С. 8–18.

[https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18\(2\)-1](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18(2)-1) EDN AJTHIU

For citation: Bukharev A.A., Bulgakov K.Yu. Comparison of Turbulence Parameterization Methods in an Upper Ocean Layer Model. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2025;18(2):8–18. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18\(2\)-1](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18(2)-1)

of the ocean general circulation model is provided. A series of experiments were conducted, each using different combinations of equations for turbulence parameterization, which also utilized data from The Copernicus Global 1/12° Oceanic and Sea Ice GLO-RYS12 Reanalysis and HYCOM + NCODA Global 1/12° Reanalysis to describe the advective components of scalar quantities. The comparison of model data was made with observational data obtained from automatic marine stations of the Pacific Marine Environmental Laboratory. It is shown that using more complex forms of the turbulent kinetic energy equation, as well as additional equations for calculating the turbulent mixing length, does not lead to unambiguous improvements in results. It is also shown that the same combinations of equations can yield opposite results in terms of quality.

Keywords: turbulence parameterization, turbulence coefficient, mathematical modeling, upper ocean layer

1. Введение

В океане повсеместно существуют мелкомасштабные турбулентные движения, которые, несмотря на их относительно малую энергоёмкость, играют важную роль в геофизических процессах, например, сток энергии для волновых движений более крупных масштабов. При проведении исследований, включающих в себя работу с моделями океана, необходимо так или иначе описывать это турбулентное перемешивание. При этом зачастую выбирается какой-то один метод реализации схемы турбулентного перемешивания [1], в то время как одна и та же схема может демонстрировать различные результаты из-за математической реализации конкретной модели [2] или незначительных модификаций [3].

Кроме того, выбор той или иной схемы может быть затруднен дополнительными усилиями необходимыми для ее имплементации и настройки, в то время как результат нельзя предсказать однозначно.

Схемы параметризации, применяемые современными моделями циркуляции океана, можно разделить на три группы: схемы интегрального перемешанного слоя, К-схемы, и ТКЕ-схемы. В этих группах существует несколько десятков отдельных схем, однако в современных исследованиях океана широко применяются лишь некоторые из них [4].

Алгоритмы схем интегрального перемешанного слоя используют гипотезу о существовании однородного слоя под поверхностью океана, глубина и плотность которого меняется в зависимости от внешних воздействий [5]. Главным недостатком таких схем является чрезмерное упрощение структуры верхнего слоя океана. Например, температура на нижней границе термоклина не может быть выбрана объективно.

К-схемы используют в качестве основного параметра коэффициент вертикального турбулентного обмена, которые рассчитывается диагностически используя различные комплексы. Например, через функциональную зависимость от числа Ричардсона [6]. Данный алгоритм прост и экономичен в реализации, но он также чрезмерно упрощает процесс. Более сложная схема этого же типа — KPP [7] практически полностью заимствована из теории подобия Монина-Обуховадля приземного слоя атмосферы. Несмотря на то, что основные принципы теории подобия применимы к океану, одно из предположений этой теории о постоянстве потоков с глубиной для океана не выполняется. В таком случае требуется учесть разницу термодинамических свойств обеих сред [8].

В данной же работе проводится сравнительный анализ именно ТКЕ-схем.

Ранее проводились сравнения отдельных реализаций с ограниченным количеством экспериментов [9–12]. Однако вопрос об обширном сравнении результатов моделирования, проведенных с большим количеством различных методов представления турбулентности, остается открытым.

Разнообразие формулировок приводит к проблеме выбора схемы для применения ее в моделях циркуляции океана. До сих пор в научной литературе не приведено доказательств того, что более сложные параметризации лучше описывают турбулентный режим в океане. Более того, введение дополнительных соотношений в ТКЕ-схемы приводит к введению новых коэффициентов, значения которых надо определять и согласовывать с другими. Таким образом можно сформулировать основную цель данной работы как попытку выявить наилучшую ТКЕ-схему из различных вариантов, а также оценить, насколько усложнение формулировки ТКЕ улучшает описание процессов турбулентного обмена.

2. Материалы и методы исследования

2.1. ТКЕ-схемы

Распределение термохалинных характеристик по вертикали в верхнем слое океана формируется в основном за счет турбулентного перемешивания.

При этом, характерные масштабы таких движений (менее 1 м) несопоставимы с горизонтальными и вертикальными разрешениями современных моделей. Поэтому для описания турбулентности применяются параметризации, в которых турбулентный обмен описывается с помощью коэффициента турбулентной вязкости и тепло-солеобмена (k_h и k_m соответственно).

Во многих современных моделях циркуляции океана для описания процессов турбулентного перемешивания используют так называемые ТКЕ-схемы, в которых вышеуказанные коэффициенты определяются через кинетическую энергию турбулентности (b), расчет которого осуществляется с помощью уравнения для кинетической энергии турбулентности

$$\frac{\partial b}{\partial t} = k_h \left(\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right) - \frac{\partial}{\partial z} k_m \frac{\partial b}{\partial z} + k_m \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \varepsilon, \quad (1)$$

где b — кинетическая энергия турбулентности; k_m и k_h — коэффициенты вертикального турбулентного обмена для скалярной величины и импульса; u , v — горизонтальные компоненты вектора скорости; ρ — плотность воды; ε — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности.

Принимая, что поле скорости и плотности уже получено, уравнение (1) содержит 4 неизвестных переменных: b , k_m , k_h , ε .

Для определения этих неизвестных вводят дополнительные уравнения и соотношения, называемые замыканиями. Степень сложности ТКЕ-схемы определяется способом определения k_m , k_h , ε . Чаще всего используют замыкание на основе характерного масштаба турбулентных образований.

$$\varepsilon = C_2 b^{3/2} l^{-1}, \quad (2)$$

$$k_m = C_1 l \sqrt{b}, \quad (3)$$

$$k_h = C_3 l \sqrt{b}, \quad (4)$$

где C_1 , C_2 , C_3 — константы [13], l — масштаб турбулентности.

Для масштаба турбулентности существует множество различных гипотез, наиболее часто применяются следующие из них:

— параболический профиль

$$l = \kappa \frac{(d_s + z_0^s)(d_s + z_0^b)}{d_s + d_b + z_0^b + z_0^s}, \quad (5)$$

— дельтовидный профиль

$$l = \kappa \min(d_s + z_0^s, d_b + z_0^b), \quad (6)$$

— метод Синга и Дэвиса

$$l = \kappa \frac{(d_s + z_0^s)(d_b^{Xing} + z_0^b)}{d_s + d_b^{Xing} + z_0^s + z_0^b}, \quad d_b^{Xing} = d_b \exp\left(-\beta \frac{d_b}{d_b + d_s}\right), \quad (7)$$

— метод Роберта и Улетта

$$l = \kappa (d_b + z_0^b) \sqrt{1 - \frac{d_b - z_0^b}{d_b + d_s}}, \quad (8)$$

— метод Блэкадара

$$l = \left(\frac{1}{\kappa(d_s + z_0^s)} + \frac{1}{\kappa(d_b + z_0^b)} + \frac{1}{l_a} \right), \quad l_a = \gamma_0 \frac{\int_{-H}^{\eta} b^{1/2} dz}{\int_{-H}^{\eta} b^{1/2} dz}, \quad (9)$$

— метод Эйфлера и Шримфа

$$l = \kappa \frac{\kappa \tilde{z}}{1 + \frac{\kappa \tilde{z}}{\gamma h_m}} (1 - R_f)^v, \quad Ri = \frac{g}{\Theta} \frac{\frac{\partial \Theta}{\partial z}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2}, \quad (10)$$

где κ — постоянная Кармана; d_s и d_b — расстояние от поверхности и дна соответственно; z_0^s и z_0^b — параметр шероховатости поверхности и дна; β , γ , γ_0 , η , v — константы.

Более сложные способы замыкания используют дополнительное прогностическое уравнение. Например, для скорости диссипации (ВЕ-схема):

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{k_m}{\sigma_e} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{e}{b} \left(C_{e1} k_h \left(\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right) + C_{e3} k_m \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} - C_{e2} \varepsilon \right), \quad (11)$$

где C_{e1} , C_{e2} , C_{e3} , σ_e — константы [14].

Тогда коэффициенты турбулентности будут иметь следующий вид:

$$k_m = (C_2)^3 C_3 \frac{b^2}{\varepsilon}, \quad (12)$$

$$k_h = (C_2)^3 C_1 \frac{b^2}{\varepsilon}. \quad (13)$$

Возможно использование и других переменных для замыкания, в работе [15] сформулирована обобщенная функция ψ :

$$\psi = C_2^P b^m l^n$$

и уравнение турбулентной диффузии этой величины:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{k_m}{\sigma_e} \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\psi}{b} \left(C_{\psi 1} k_h \left(\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right) + C_{\psi 3} k_m \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} - C_{\psi 2} \varepsilon \right), \quad (14)$$

где $C_{\psi 1}$, $C_{\psi 2}$, $C_{\psi 3}$, σ_ψ — константы [16].

Комбинируя показатели степеней p , m можно получить большое количество других вариантов схем.

Применяются и упрощенные варианты ТКЕ-схем, например, используя алгебраический вид уравнения (1), в котором кинетическая энергия турбулентности принимается стационарной величиной, а ее диффузия равна 0:

$$0 = k_h \left(\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right) - k_m \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \varepsilon. \quad (15)$$

Меллором и Ямадой [17] так же была предложена запись уравнения (1) через другую величину:

$$\frac{q^2}{2} = b.$$

тогда уравнение (1) можно записать в виде Меллора-Ямады:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{q^2}{2} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(q l S_q \frac{\partial q^2}{\partial z} \right) + k_h E_1 \left(\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right) + E_3 \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \varepsilon, \quad \varepsilon = \frac{q^3}{B l}. \quad (16)$$

ТКЕ-схемы могут усложняться способом расчета коэффициентов в уравнениях (3–4), которые будут определять соотношение коэффициентов турбулентной диффузии векторных и скалярных величин (число Прандтля). В простейшем случае принимается, что это соотношение, а следовательно, и C_1 и C_3 постоянные величины:

$$C_1 = C_0; \quad C_3 = \frac{C_0}{\text{Pr}}. \quad (17)$$

В более сложных реализациях применяется функциональная зависимость от числа Ричардсона:

$$\text{Pr} = \text{Pr}_t^0 e^{\left(\frac{Ri}{\text{Pr}_t^0 Ri^\infty} \right)} - \frac{Ri}{Ri^\infty}, \quad (18)$$

где Pr_t^0 — число Прандтля для числа Ричардсона стремящегося к 0; Ri^∞ — константа.

Причем эта зависимость подтверждается лабораторными измерениями [18], данными наблюдений в атмосфере [19] и результатами LES-моделирования [20].

2.2. Описание модели

Для решения сформулированной цели использовалась нижеприведенная модель пограничного слоя океана:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_h \frac{\partial u}{\partial z} + \lambda v, \quad (19)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_h \frac{\partial v}{\partial z} - \lambda u, \quad (20)$$

где λ — параметр Кориолиса.

Так как модель верхнего слоя океана сформулирована с приближением горизонтальной однородности, она не может полноценно воспроизвести эволюцию солёности и температуры. Для частичной компенсации этого недостатка в уравнение диффузии тепла и влаги введены адвективные члены:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_m \frac{\partial \Theta}{\partial z} + R_\Theta, \quad R_\Theta = -u_r \frac{\partial \Theta_r}{\partial x} - v_r \frac{\partial \Theta_r}{\partial y}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_m \frac{\partial S}{\partial z} + R_S, \quad R_S = -u_r \frac{\partial S_r}{\partial x} - v_r \frac{\partial S_r}{\partial y}, \quad (22)$$

где u_r и v_r — горизонтальные компоненты скорости, полученные по реанализу; Θ_r — температура, полученная по реанализу; S_r — солёность, полученная по реанализу.

Рассчитанная адвекция импульса пренебрежимо мала по сравнению с остальными слагаемыми, а потому адвекционные члены рассчитывались только для скалярных величин.

Для расчета этих адвективных членов использовались данные реанализа [21, 22].

В качестве верхних граничных условий уравнений (19–22) задавались потоки на границе раздела атмосфера/океан:

$$k_h \frac{\partial(u, v)}{\partial z} = (\tau_x, \tau_y), \quad (23)$$

$$k_m \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{H}{C_p \rho}, \quad (24)$$

$$k_m \frac{\partial S}{\partial z} = (e - \rho_r) S(0), \quad (25)$$

где ρ_r — осадки; e — испарение; τ_x, τ_y — напряжение трения на поверхности для соответствующих проекций; H — сумма радиационных и турбулентных потоков тепла на поверхности океана.

На нижней границе для всех переменных применялось условие отсутствие диффузионного потока. Использовалась полунейная схема по времени с использованием метода прогонки. Глубина слоя равна 300 м, вертикальный шаг 5 м, шаг по времени равен 1 ч.

Метеорологические данные для расчета атмосферных потоков и гидрологические данные для начальных условий и последующего анализа модельных результатов были взяты с измерительных платформ PMEL (Тихоокеанская морская лаборатория окружающей среды). Каждая платформа представляет собой закрепленный тросом к морскому дну буй, на котором установлены метеорологические датчики, а также датчики, измеряющие температуру и солёность воды.

Очевидно, что результаты моделирования по вышеописанным схемам необходимо сопоставлять с экспериментальными данными, полученными прямыми измерениями в океане.

Для сравнения данных моделирования было выбрано 5 буйев, обладающие наиболее продолжительными непрерывными отрезками наблюдений. Первый буй с координатами 50°с.ш., 145°з.д., находится на месте станции морской погоды PAPA (7 месяцев непрерывных наблюдений). Второй буй КЕО с координатами 32°с.ш., 145°з.д. (10 месяцев) установлен в рамках проекта KESS [23], ряд непрерывных наблюдений — 10 месяцев. Третий, четвертый и пятый буи имеют координаты 15°с.ш. 38°в.д. и 5°с.ш. 95°з.д., 0°с.ш. 165°в.д. соответственно, и относятся к проекту ТАО [24, 25] (далее ТАО-1, ТАО-2), данные продолжительностью 10, 6 и 5 месяцев непрерывных наблюдений. Все станции находятся вне известных зон апвеллинга-даунвеллинга.

Моделирование проводилось для каждого месяца с временным шагом 1 ч, после чего полученные профили усреднялись.

В модели представлено множество возможных комбинаций уравнений. Далее эти комбинации будут представлены в виде кодов, составленных из 3 последовательных цифр, включающих:

- тип уравнения для кинетической энергии турбулентности (1-я цифра):
 - 1: алгебраическое уравнение (15),
 - 2: динамическое k -е уравнение (1),
 - 3: динамическое уравнение Меллора-Ямады (16);
- метод расчета характерного масштаба турбулентности (2-я цифра):
 - 1: параболический профиль (5),
 - 2: дельтовидный профиль (6),
 - 3: метод Синга и Дэвиса (7),
 - 4: метод Роберта и Улетта (8),
 - 5: метод Блэкадара (9),
 - 7: метод Эйфлера и Шримфа (10),
 - 8: динамическое уравнение диссипации кинетической энергии (11);
- метод расчета числа Прандтля (3-я цифра):
 - 1: постоянное значение (17),
 - 3: метод Шуманна и Герца (18).

3. Результаты

Для точки 50°с.ш. 145°з.д. реанализ Нусом показал лучшие результаты, чем GLORYS12V1, поэтому адвекция рассчитывалась по реанализу Нусом. Схема, реализованная через динамическое уравнение в виде Меллора-Ямады, динамическую диссипацию и постоянное число Прандтля (3–8–1) лучше остальных воспроизвела профиль температуры. Схема же с использованием динамического уравнения энергии турбулентности, масштабом длины, рассчитанным по методу Роберта и Улетта и постоянным числом Прандтля (2–4–1) оказалась наихудшей. Отключение адвекции не оказало влияние на результаты, что объясняется тем, что данная точка находится в зоне, где горизонтальный перенос достаточно слабый.

Точка 32°с.ш., 145°в.д находится в области течения Куроисио, реанализ GLORYS12V1 показал лучший результат, чем реанализ Нусом, поэтому адвективные члены рассчитывались по данным GLORYS12V1a. Из рисунков видно, что схема, использующая динамическое уравнение Меллора-Ямады, характерный масштаб турбулентности, рассчитанный по методу Роберта и Улетта и постоянное число Прандтля (3–4–1) показывает лучший результат среди всех остальных схем. Использование алгебраического уравнения, параболического профиля масштаба турбулентности и постоянного числа Прандтля (1–1–1) дает худший результат.

Точка 15°с.ш., 38°з.д находится в зоне действия Северного Пассатного течения, но при этом горизонтальный теплообмен в этой области гораздо меньше локального. Нусом реанализ для этой точки был недоступен, поэтому расчет адвекции осуществлялся с помощью реанализ GLORYS12V1, который как видно по рис. 1 хорошо воспроизводит вертикальную структуру данных наблюдений. При этом, как видно на рисунке, модель с учетом адвекции показала гораздо худшие результаты, чем без него, что может объясняться тем, что хорошее согласование реанализа и данных наблюдений в этой точке происходит благодаря ассимиляции, а динамические процессы описываются реанализом неточно. Поэтому для данной точки анализировались результаты модели без включенной адвекции, которые показали, что схема, опирающаяся на динамическое уравнение кинетической энергии, масштаб турбулентности, рассчитанный по методу Роберта и Улетта и постоянное число Прандтля (2–4–1) лучше остальных схем воспроизводит профиль температуры. С другой стороны схема, использующая алгебраическое уравнение, масштаб турбулентности по Сингу и Дэвису и зависимость числа Прандтля от числа Ричардсона (1–3–3) дает худший результат среди схем. Отметим, что для пункта 15°с.ш., 38°в.д. данные реанализа Нусом не представляются достоверными. Включение адвекции по реанализу GLORYS12V1 (зеленая линия) значительно ухудшает воспроизведение температуры.

Для точки 5°с.ш, 95°з.д. оба реанализа показали примерно одинаковые результаты, а именно хорошее согласование с данными наблюдений. Но включение адвекции приводит к значительным ошибкам при расчете профиля температуры. По-видимому, как и для предыдущей точки, данный результат реанализа достигнут ассимиляцией данных, поэтому анализировались результаты модели без включенной адвекции. Схема, реализованная через алгебраическое уравнение, расчет масштаба турбулентности по методу Роберта и Улетта и постоянное число Прандтля (1–4–1) лучше остальных схем воспроизводит профиль температуры.

Схема, записанная через динамическое уравнение кинетической энергии, с масштабом турбулентности, рассчитанным по методу Эйфлера и Шримфа, и постоянное число Прандтля дает худший результат. При этом обе схемы дают приблизительно схожие результаты, поэтому однозначного вывода о превосходстве какой-либо схемы говорить не приходится, а кроме того, обе схемы завышают значения температуры в квазиоднородном слое и термоклине с наибольшими отклонениями в августе-сентябре.

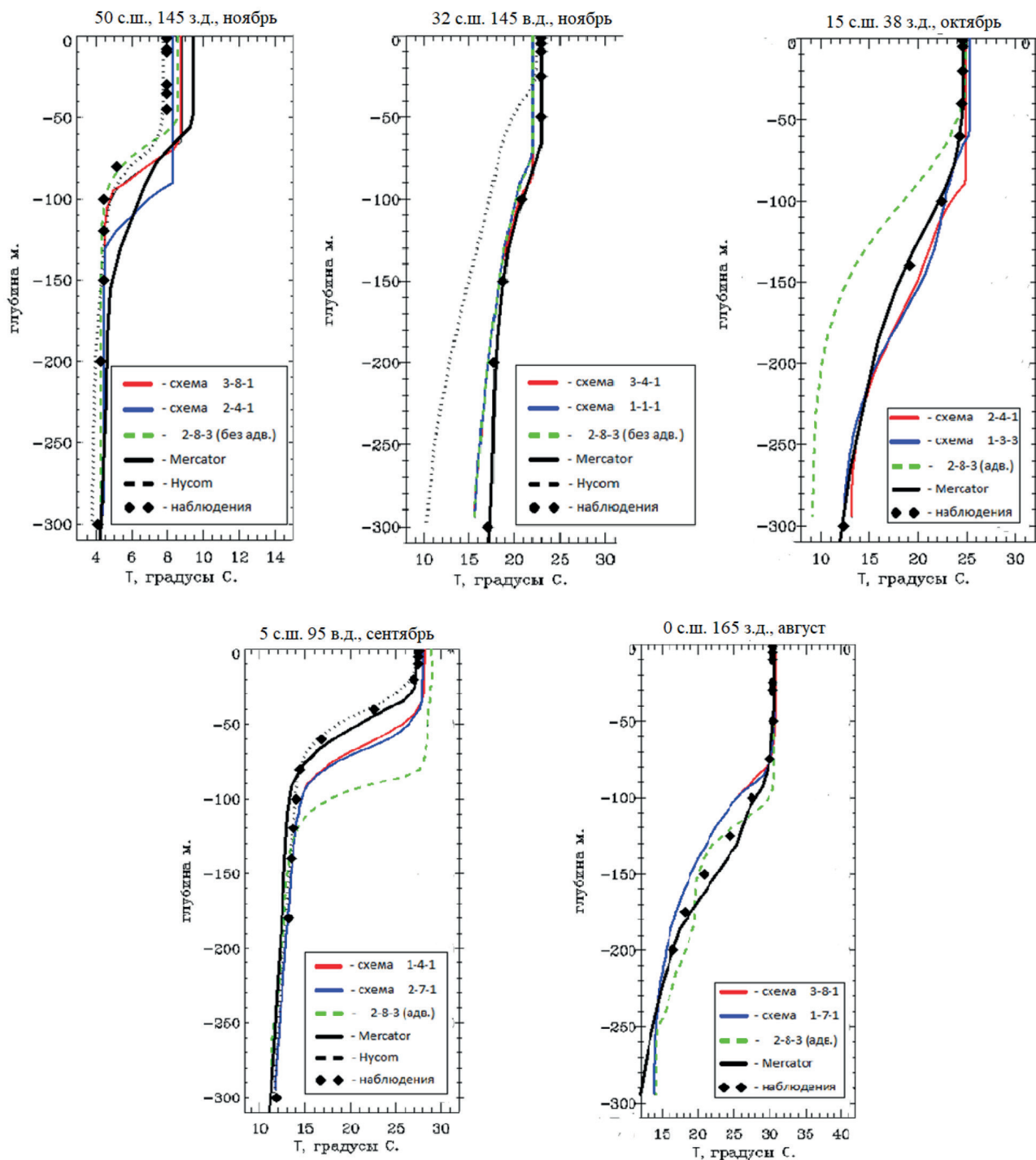


Рис. 1. Сравнение использования лучшей (красная сплошная) и худшей (синяя сплошная) схем параметризации при учете или без адвекции (зеленая пунктирная) с данными реанализа (черные сплошная и пунктирная) и фактическими наблюдениями (черные точки)

Fig. 1. Comparison of the best (red solid) and worst (blue solid) parameterization schemes with or without advection (green dashed) against reanalysis data (black solid and dashed) and actual observations (black dots)

В точке 0°с.ш., 165°в.д. непрерывные данные наблюдений доступны за период с 2014 по 2015 год. Выбранный архив реанализ Нусом не покрывает этот период. Включение адвекции по реанализу GLORYS12V1 приводит к значительным отклонениям от наблюдаемых. Наилучший результат показала модель с использованием схемы, записанной как динамическое уравнение Меллора-Ямады, динамическое уравнение диссипации и постоянное число Прандтля (3–8–1). Худшая схема, сформулированная через алгебраическое уравнение кинетической энергии, масштаб турбулентности по методу Эйфлера и Шримфа и постоянное число Прандтля (1–7–1).

Из рис. 1 также видно, что наибольшие отклонения наблюдаются в осенний период, что может быть связано с изменением температурного режима океана с летнего на зимний.

В качестве контрольного показателя было выбрано среднеквадратичное отклонение ряда, образованного как разница между модельными и фактическими значениями.

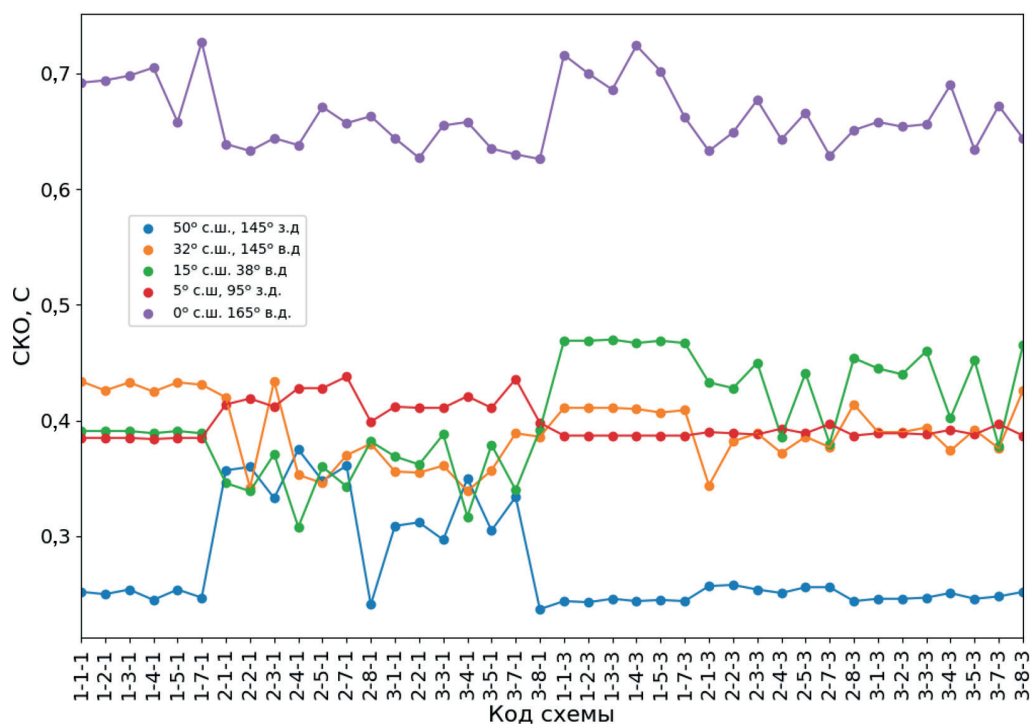


Рис. 2. Ошибка между модельными и фактическими данными для разных схем (1-я цифра кода: тип уравнения кинетической энергии турбулентности; 2-я: метод расчета характерного масштаба турбулентности; 3-я: метод расчета числа Прандтля)

Fig. 2. Discrepancy between modeled and observed data for different schemes (1st digit: turbulent kinetic energy equation type; 2nd: turbulent length scale computation method; 3rd: Prandtl number calculation method)

Из рис. 2 становится ясно, что не существует какой-либо закономерности в том, какая из ТКЕ-схем лучше или хуже воспроизводить наблюдаемые данные. Стоит отметить, что влияние океанических течений для этих точек является неоднозначным. Так для точки 32°с.ш., 145°в.д., находящейся в зоне течения Курошио реанализ и данные моделирования воспроизводят профиль температуры достаточно точно, в то время как точка 15°с.ш., 38°з.д. находится в зоне действия Северного Пассатного Течения и использование тех же данных реанализа по адвекции дает значительно худшие результаты. При этом добавление новых уравнений в схемы принципиально не меняет ее физики, и такими схемами невозможно описать многие локальные факторы, такие как обрушение внутренних волн или циркуляцию Ленгмюра. Тем не менее все еще можно проанализировать результаты на предмет того, какая схема оказывается более чувствительна к стратификации.

4. Заключение

При сопоставлении данных моделирования с использованием большого числа различных схем параметризации кинетической энергии становится ясно, что введение дополнительных уравнений и констант

далеко не всегда приводит к улучшению результатов моделирования. Так для 5°с.ш, 95°з.д. использование динамического уравнения кинетической энергии турбулентности вместо алгебраического значительно ухудшило результат.

Кроме того, нельзя однозначно выделить какую-то одну или несколько схем, применение которых бы однозначно приводило к лучшим результатам моделирования по сравнению с остальными. Более того, иногда схема, которая показала худшие результаты в одном из пунктов работает лучше остальных в другом пункте, например, схема 2–4–1 для пунктов 50°с.ш., 145°з.д и 15°с.ш., 38°з.д.

Можно также отметить, что использование динамического уравнения в виде Меллора-Ямады в среднем приводит к улучшению результатов, однако этот прирост оказывается значительным только в сравнении с наименее удачными схемами для тех же пунктов наблюдений. В некоторых же случаях прирост качества по сравнению с алгебраическим видом составляет доли процента или вовсе приводит к ухудшению результатов.

Использование функциональной зависимости числа Прандтля от числа Ричардсона не приводит к значительному улучшению или ухудшению результатов.

Наконец, использование рассчитанной адвекции по данным реанализа в модели верхнего слоя океана не всегда улучшает результаты модели. Даже несмотря на то, что реанализ при этом очень близок к данным наблюдений. По-видимому, это связано с тем, что точность реанализа достигается ассимиляцией данных, в результате чего может происходить несогласованность полей океанологических характеристик.

Финансирование

Исследование было выполнено в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИО РАН (тема № FMWE-2024-0028)

Funding

The study was carried out within the state assignment of Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation for IO RAS (theme № FMWE-2024-0028)

Литература

1. *Ďurán I.B., Geleyn J., Váňa F., Schmidli J., Brožková R.* A turbulence scheme with two prognostic turbulence energies // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2018. T. 75, № 10. С. 3381–3402. doi:10.1175/JAS-D-18-0026.1
2. *Li Q., Reichl B.G., Fox-Kemper B., et al.* Comparing ocean surface boundary vertical mixing schemes including Langmuir turbulence // *Earth System Dynamics*. 2019. Vol. 11. No. 9. P. 3545–3592. doi:10.1029/2019MS001810 EDN: HNPHQM
3. *Danabasoglu G., Large W.G., Tribbia J.T., et al.* Diurnal coupling in the tropical oceans of CCSM3 // *Journal of Climate*. 2006. Vol. 19, No. 11. P. 2347–2365. doi:10.1175/JCLI3739.1
4. *Булгаков К.Ю., Молчанов М.С.* Испытание схемы турбулентного перемешивания, основанной на теории подобия, в модели Балтийского моря // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2011. Т. 14, № 4. С. 71–79. EDN: OOFFLP
5. *Kraus E.B.* A one-dimensional model of the seasonal thermocline. Part II: The general theory and its consequences // *Tellus*. 1967. T. 19, № 1. С. 98–106. doi:10.3402/tellusa.v19i1.9753
6. *Pacanovsky R.C., Philander G.* Parameterization of vertical mixing in numerical models of the tropical ocean // *Journal of Physical Oceanography*. 1981. Vol. 11, No. 12. P. 1442–1451. doi:10.1175/1520-0485(1981)011<1443: povmin>2.0.co;2
7. *Large W.G., McWilliams J.C., Doney S.C.* Oceanic vertical mixing: A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization // *Reviews of Geophysics*. 1994. Vol. 32, No. 4. P. 363–403. doi:10.1029/94RG01872 EDN: XXLPSW
8. *Chalikov D.* Similarity theory and parameterization of mixing in the upper ocean // *Environmental Fluid Mechanics*. 2004. Vol. 4, No. 4. P. 385–414. doi:10.1007/s10652-005-5489-6 EDN: LVRALJ
9. *Gutjahr O., Brüggemann N., Haak H., et al.* Comparison of ocean vertical mixing schemes in the Max Planck Institute Earth System Model (MPI-ESM1.2) // *Geoscientific Model Development*. 2021. Vol. 14, No. 5. P. 2317–2349. doi:10.5194/gmd-14-2317-2021 EDN: BJNENJ
10. *Pandey L.K., Dwivedi S.* Comparing the Performance of Turbulent Kinetic Energy and K-Profile Parameterization Vertical Schemes over the Tropical Indian Ocean // *Marine Geodesy*. 2020. Vol. 44, No. 1. P. 42–69. doi:10.1080/01490419.2020.1835758 EDN: QWEHBD
11. *Wang W., Shen X., Huang W.* A Comparison of Boundary-Layer Characteristics Simulated Using Different Parameterization Schemes // *Boundary-Layer Meteorology*. 2016. Vol. 161, No. 2. P. 375–403. doi:10.1007/s10546-016-0175-4 EDN: TYJCBC

12. Bennis A.-C., Mármol M., Lewandowski R., et al. A comparison of three turbulence models with an application to the West Pacific Warm Pool. arXiv preprint arXiv: math-ph/0701059. 2007.
13. Blanke B., Delecluse P. Variability of the tropical Atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed-layer physics // *Journal of Physical Oceanography*. 1993. Vol. 23, No. 7. P. 1363–1388. doi:10.1175/1520-0485(1993)023<1363: VOTTAO>2.0.CO;2
14. Rodi W. Examples of calculation methods for flow and mixing in stratified fluids // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1987. Vol. 92, No. C5. P. 5305–5328. doi:10.1029/JC092iC05p05305
15. Umlauf L., Burchard H. A generic length-scale equation for geophysical turbulence models // *Journal of Marine Research*. 2003. Vol. 61, No. 2. P. 235–265. doi:10.1357/002224003322005087
16. Mellor G.L., Yamada T. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems // *Reviews of Geophysics and Space Physics*. 1982. Vol. 20, No. 4. P. 851–875. doi:10.1029/RG020i004p00851
17. Mellor G.L., Yamada T. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 1974. Vol. 31, No. 7. P. 1791–1806. doi:10.1175/1520-0469(1974)031<1791: AHOTCM>2.0.CO;2
18. Ohya Y. Wind-tunnel study of atmospheric stable boundary layers over a rough surface // *Boundary-Layer Meteorology*. 2001. Vol. 98, No. 1. C. 57–82. doi:10.1023/A:1018767829067
19. Esau I., Byrkjedal Q. Application of large-eddy simulation database to optimization of first closures for neutral and stably stratified boundary layers // *Boundary-Layer Meteorology*. 2007. Vol. 125, No. 2. P. 207–225. doi:10.1007/978-0-387-74321-9_5
20. Beare R.J., et al. An intercomparison of Large Eddy Simulations of the Stable Boundary Layer // *Boundary-Layer Meteorology*. 2006. Vol. 118, No. 3. P. 247–272. doi:10.1007/s10546-004-2820-6 EDN: VGKIRE
21. Jean-Michel L.G., Romain B.G., Angélique M.D., et al. The Copernicus, Global 1/12° Oceanic and Sea Ice GLORYS12 Reanalysis // *Frontiers in Earth Science*. 2021. Vol. 9. P. 698876. doi:10.3389/feart.2021.698876 EDN: TTQRHU
22. Metzger E.J., Helber R.W., Hogan P.J., et al. Global Ocean Forecast System 3.1 Validation Test. URL: <https://apps.dtic.mil/sti/pdfs/AD1034517.pdf>. 2017. (дата обращения: 6 июля 2022 г.)
23. Cronin M.F., Meing C., Sabine C.L., et al. Surface Mooring Network in the Kuroshio Extension // *IEEE Systems Journal*. 2008. Vol. 2, No. 3. P. 424–430. doi:10.1109/jsyst.2008.925982
24. McPhaden M.J., Busalacchi A.J., Cheney R., et al. The Tropical Ocean—Global Atmosphere Observing System: A decade of progress // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1998. Vol. 103, No. C14. P. 14169–14240. doi:10.1029/97JC02906
25. McPhaden M.J., Busalacchi A.J., Anderson D.L.T. A TOGA retrospective // *Oceanography*. 2010. Vol. 23, No. 1. P. 86–103. doi:10.5670/oceanog.2010.26

References

1. Ďurán IB, Geleyn J, Váňa F, Schmidli J, Brožková R. A turbulence scheme with two prognostic turbulence energies. *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2018;75(10):3381–3402. doi:10.1175/JAS-D-18-0026.1
2. Li Q, Reichl BG, Fox-Kemper B, et al. Comparing ocean surface boundary vertical mixing schemes including Langmuir turbulence. *Earth System Dynamics*. 2019;11(9):3545–3592. doi:10.1029/2019MS001810
3. Danabasoglu G, Large WG, Tribbia JT, Gent PR, Briegleb BP, McWilliams JC. Diurnal coupling in the tropical oceans of CCSM3. *Journal of Climate*. 2006;19(11):2347–2365. doi:10.1175/JCLI3739.1
4. Bulgakov KY, Molchanov MS. Testing of the turbulent mixing scheme based on similarity theory in the Baltic Sea model. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2011;4(4):71–79. (In Russian).
5. Kraus EB. A one-dimensional model of the seasonal thermocline. Part II: The general theory and its consequences. *Tellus Series A: Dynamic Meteorology and Oceanography*. 1967;19(1):98–106. doi:10.3402/tellusa.v19i1.9753
6. Pacanovsky RC, Philander G. Parameterization of vertical mixing in numerical models of the tropical ocean. *Journal of Physical Oceanography*. 1981;11(12):1443–1451. doi:10.1175/1520-0485(1981)011<1443: povmin>2.0.co;2
7. Large WG, McWilliams JC, Doney SC. Oceanic vertical mixing: A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Reviews of Geophysics*. 1994;32(4):363–403. doi:10.1029/94RG01872
8. Chalikov D. Similarity theory and parameterization of mixing in the upper ocean. *Environmental Fluid Mechanics*. 2004;4(4):385–414. doi:10.1007/s10652-005-5489-6
9. Gutjahr O, Brüggemann N, Haak H, Jungclaus JH, Putrasahan DA, Lohmann K, von Storch JS. Comparison of ocean vertical mixing schemes in the Max Planck Institute Earth System Model (MPI-ESM1.2). *Geoscientific Model Development*. 2021;14(5):2317–2349. doi:10.5194/gmd-14-2317-2021
10. Pandey LK, Dwivedi S. Comparing the performance of turbulent kinetic energy and K-profile parameterization vertical schemes over the tropical Indian Ocean. *Marine Geodesy*. 2020;44(1):42–69. doi:10.1080/01490419.2020.1835758
11. Wang W, Shen X, Huang W. A comparison of boundary-layer characteristics simulated using different parameterization schemes. *Boundary-Layer Meteorology*. 2016;161(2):375–403. doi:10.1007/s10546-016-0175-4

12. Bennis AC, Mármol M, Lewandowski R, Chacón Rebollo T, Brossier F. A comparison of three turbulence models with an application to the West Pacific Warm Pool. arXiv preprint arXiv: math-ph/0701059. 2007.
13. Blanke B, Delecluse P. Variability of the tropical Atlantic Ocean simulated by a general circulation model with two different mixed-layer physics. *Journal of Physical Oceanography*. 1993;23(7):1363–1388. doi:10.1175/1520-0485(1993)023<1363: VOTTAO>2.0.CO;2
14. Rodi W. Examples of calculation methods for flow and mixing in stratified fluids. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1987;92(C5):5305–5328. doi:10.1029/JC092iC05p05305
15. Umlauf L, Burchard H. A generic length-scale equation for geophysical turbulence models. *Journal of Marine Research*. 2003;61(2):235–265. doi:10.1357/002224003322005087
16. Mellor GL, Yamada T. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Reviews of Geophysics*. 1982;20(4):851–875. doi:10.1029/RG020i004p00851
17. Mellor GL, Yamada T. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*. 1974;31(7):1791–1806. doi:10.1175/1520-0469(1974)031<1791: AHOTCF>2.0.CO;2
18. Ohya Y. Wind-tunnel study of atmospheric stable boundary layers over a rough surface. *Boundary-Layer Meteorology*. 2001;98(1):57–82. doi:10.1023/A:1018767829067
19. Esau I, Byrkjedal Q. Application of large-eddy simulation database to optimization of first closures for neutral and stably stratified boundary layers. *Boundary-Layer Meteorology*. 2007;125(2):207–225. doi:10.1007/978-0-387-74321-9_5
20. Beare RJ, et al. An intercomparison of large eddy simulations of the stable boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*. 2006;118(3):247–272. doi:10.1007/s10546-004-2820-6
21. Jean-Michel L, et al. The Copernicus, global 1/12° oceanic and sea ice GLORYS12 reanalysis. *Frontiers in Earth Science*. 2021;9:698876. doi:10.3389/feart.2021.698876
22. Metzger EJ, Helber RW, Hogan PJ, Posey PG, Thoppil PG, Townsend TL, Wallcraft AJ, et al. Global Ocean forecast system 3.1 validation test. URL: <https://apps.dtic.mil/sti/pdfs/AD1034517.pdf>. 2017. (Accessed July 6, 2022).
23. Cronin MF, Meing C, Sabine CL, Ichikawa H, Tomita H. Surface mooring network in the Kuroshio extension. *IEEE Systems Journal*. 2008;2(3):424–430. doi:10.1109/jsyst.2008.925982
24. McPhaden MJ, Busalacchi AJ, Cheney R, et al. The tropical ocean–global atmosphere observing system: A decade of progress. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1998;103(C14):14169–14240. doi:10.1029/97JC02906
25. McPhaden MJ, Busalacchi AJ, Anderson DLT. A TOGA retrospective. *Oceanography*. 2010;23(1):86–103. doi:10.5670/oceanog.2010.26

Об авторах

БУХАРЕВ Антон Андреевич, инженер РГГМУ, ORCID: 0009-0003-7971-7601, SPIN-код (РИНЦ): 3629-7249, e-mail: anton.bukharev@gmail.com

БУЛГАКОВ Кирилл Юрьевич, старший научный сотрудник СПбФ ИО РАН, кандидат физико-математических наук, ORCID: 0000-0001-8779-965X, Scopus AuthorID: 55270509900, WoS ResearcherID: R-7744–2016, SPIN-код (РИНЦ): 7711-7314, e-mail: bulgakov.kirill@gmail.com