



ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА

Журнал оригинальных и обзорных статей по всем аспектам теоретических, модельных и экспериментальных работ по физике атмосферы и океана



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 60, номер 5, 2024

Внутренние гравитационные волны, возбуждаемые нестационарными источниками возмущений в стратифицированном океане с фоновыми сдвиговыми течениями <i>В.В. Булатов, И.Ю. Владимиров</i>	567
Исследование характеристик внутренних волн в Карском море и их влияния на турбулентные потоки тепла и импульса над морской поверхностью <i>Е.А. Марчук, И.П. Чунгузов, О.Е. Попов, И.А. Репина, И.Е. Козлов, К.П. Сильвестрова, А.А. Осадчиев, Н.Б. Степанова, У.М. Йоханнессен</i>	582
Влияние приближения f-плоскости на вертикальный перенос импульса внутренними волнами в сдвиговом потоке <i>А.А. Слепышев, М.А. Шадт</i>	601
Оптические характеристики атмосферного аэрозоля по результатам измерений вблизи Санкт-Петербурга с 2016 по 2021 гг. <i>К.А. Шпак, Е.Ю. Небосько, Д.В. Ионов</i>	611
Методика определения тропосферного содержания озона из спектральных измерений уходящего теплового излучения спутниковым прибором ИКФС-2 <i>А.В. Поляков, Я.А. Виролайнен, Г.М. Неробелов, С.В. Акишина</i>	623
Влияние эмиссий горения природных топлив и лесных пожаров на качество воздуха городской среды промышленного центра Западной Сибири <i>Д.А. Хозяинова, О.Б. Поповичева, М.А. Чичаева, Р.Г. Ковач, В.Ю. Слободян, Н.С. Касимов</i>	638
Повторяемость зимних атмосферных блокирований в Северном полушарии в разных фазах явлений Эль-Ниньо, Тихоокеанской десятилетней и Атлантической мультидесятилетней осцилляций <i>И.И. Мохов, А.В. Тимажеев</i>	653
Глубокое проникающее охлаждение в Черном море как реакция на вторжения холодного воздуха в зимний период <i>В.В. Ефимов, Д.А. Яровая, О.И. Комаровская</i>	667
Изменчивость купола температуры глубинной воды моря Уэдделла в зависимости от интенсивности циклонического поля ветра <i>Е.Г. Морозов, В.В. Багатинская, В.А. Багатинский, Н.А. Дианский</i>	679
Сравнение данных атмосферных реанализов XX века с результатами метеорологических наблюдений экспедиции Г.Л. Брусилова на судне «Св. Анна» во время вынужденного дрейфа 1912–1914 гг. <i>Р.И. Май, С.В. Цедрик, Е.О. Ермолов</i>	699

CONTENT

Vol. 60, No. 5, 2024

Internal Gravity Waves Excited by Non-Stationary Disturbance Sources in a Stratified Ocean with Shear Flows <i>V.V. Bulatov, I.Yu. Vladimirov</i>	567
Study of the Characteristics of Internal Waves in The Kara Sea and Their Influence on Turbulent Heat and Momentum Fluxes Over The Sea Surface <i>E.A. Marchuk, I.P. Chunchuzov, O.E. Popov, I.A. Repina, I.E. Kozlov, K.P. Silvestrova, A.A. Osadchiev, N.B. Stepanova, U.M. Johannessen</i>	582
Influence of the Non-Traditional Approximation on Momentum Transfer by Internal Waves in a Shear Flow <i>A.A. Slepyshev, M.A. Schadt</i>	601
Optical Characteristics of Atmospheric Aerosol Based On The Results of Measurements Near St. Petersburg from 2016 to 2021 <i>K.A. Shpak, E.Yu. Nebosko, D.V. Ionov</i>	611
Technique for Determination of Tropospheric Ozone Content From Spectral Measurements of Outgoing Thermal Radiation by Satellite Instrument IKFS-2 <i>A.V. Polyakov, Ya.A. Virolainen, G.M. Nerobelov, S.V. Akishina</i>	623
Impact of Fossil Fuel Combustion Emissions and Wildfires on Air Quality of Urban Environment in Western Siberian Industrial City <i>D.A. Khoziainova, O.B. Popovicheva, M.A. Chichaeva, R.G. Kovach, V.Yu. Slobodyan, N.S. Kasimov</i>	638
Frequency of Winter Atmospheric Blockings in the Northern Hemisphere in Different Phases of El Nino, Pacific Decadal And Atlantic Multidecadal Oscillations <i>I.I. Mokhov, A.V. Timazhev</i>	653
Deep Penetrating Cooling in the Black Sea as a Reaction to Cold Air Intrusions in Winter <i>V.V. Efimov, D.A. Yarovaya, O.I. Komarovskaya</i>	667
Variability of the Dome of Temperature of the Weddell Sea Deep Water Depending on the Intensity of the Cyclonic Wind Field <i>E.G. Morozov, V.V. Bagatinskaya, V.A. Bagatinsky, N.A. Diansky</i>	679
Comparison of Atmospheric Reanalysis of the XX Century with the Meteorological Observations of the Expedition of G.L. Brusilov on the Ship "St. Anna" During the Forced Drift of 1912–1914 <i>R.I. May, S.V. Tsedrik, E.O. Ermolov</i>	699

УДК 532.59 : 534.143

ВНУТРЕННИЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ НЕСТАЦИОНАРНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ВОЗМУЩЕНИЙ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ОКЕАНЕ С ФОНОВЫМИ СДВИГОВЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

© 2024 г. В. В. Булатов^{а,*}, И. Ю. Владимиров^б

^аИнститут проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, просп. Вернадского, 101–1, Москва, 119526, Россия

^бИнститут океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Нахимовский просп., 36, Москва, 117997, Россия

*e-mail: internalwave@mail.ru

Поступила в редакцию 03.04.2024 г.

После доработки 07.06.2024 г.

Принята к публикации 10.07.2024 г.

Рассмотрена задача о построении решений, описывающих генерацию внутренних гравитационных волн локализованным осциллирующим источником возмущений в слое стратифицированной среды конечной глубины с фоновыми сдвиговыми течениями. Для построения аналитических решений в линейном приближении использованы модельные представления частоты плавучести и распределения сдвигового течения по глубине. В предположении Майлса-Ховарда получено интегральное представление решения в виде сумм волновых мод и с помощью метода стационарной фазы построено асимптотическое представление решения для каждой моды. Приведены результаты расчетов дисперсионных зависимостей и фазовых структур волновых полей для различных режимов волновой генерации. Изучена пространственная трансформация фазовых структур волновых полей в зависимости от частоты осцилляций источника возмущений и основных характеристике сдвиговых течений.

Ключевые слова: внутренние гравитационные волны, стратифицированная среда, фоновые сдвиговые течения, пульсирующий источник, асимптотики

DOI: 10.31857/S0002351524050012 EDN: HYUEEQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Геофизическая гидродинамика предлагает большой ряд актуальных задач распространения волн в морской среде, анизотропия которой связана в том числе с эффектами стратификации среды и неоднородностью фоновых сдвиговых течений [Лайтхилл, 1981; Миropольский, 1981; Pedlosky, 2010; Sutherland, 2010]. Одной из таких важных для геофизических приложений задач является изучение процессов генерации и распространения внутренних гравитационных волн (ВГВ) в стратифицированном океане при наличии фоновых сдвиговых течений [Velarde et al., 2018; Fabrikant et al., 1998]. В этих задачах корректное применение асимптотических методов дает возможность исследовать ряд физически интересных эффектов, определяемых свойствами природных гидрофизических сред [Young et al., 1982; Basovich et al.,

1984; Свиркунов и др., 2014; Булатов и др., 2015]. В частности, нестационарные или осциллирующие источники возмущений являются одним из механизмов генерации достаточно интенсивных внутренних гравитационных волн в природных (океан, атмосфера Земли) и искусственных стратифицированных средах. Такие источники возбуждения ВГВ могут иметь как природный (схлопывание области турбулентного перемешивания, быстрая подвижка океанического дна, распространение интенсивных атмосферных возмущений), так и антропогенный (подводные и надземные взрывы) характеры [Сидняев, 2013; Morozov, 2018; Morozov et al., 2021]. Для моделирования генерации ВГВ точечным источником в реальном океане можно считать крутой склон поперечного хребта в проливах, и в качестве возможного механизма возбуждения ВГВ рассматривать, например, генерацию волн периодическим течением на склонах

поперечных хребтов в проливах [Morozov et al., 2003; Morozov et al., 2018; Morozov et al., 2021].

В реальных природных стратифицированных средах вертикальная и горизонтальная динамика фоновых сдвиговых течений в значительной степени связана с внутренними гравитационными волнами [Frey et al., 2017; Morozov et al., 2021]. В океане такие течения могут проявляться, например, в области сезонного термоклина и оказывать заметное влияние на динамику ВГВ. Обычно предполагается, что фоновые течения с вертикальным сдвигом скорости слабо зависят от времени и горизонтальных координат, поэтому если масштаб изменения течений по горизонтали много больше длин ВГВ, а масштаб временной изменчивости много больше периодов ВГВ, то такие течения обычно рассматриваются как стационарные и горизонтально однородные. В общей постановке описание динамики ВГВ в стратифицированной среде с фоновыми полями сдвиговых течений является весьма сложной задачей уже в линейном приближении [Миропольский 1981; Pedlosky, 2010; Sutherland, 2010; Булатов и др., 2015; Gavrilova et al., 2019]. В этом случае задача сводится к анализу системы уравнений в частных производных, и при одновременном учете вертикальной и горизонтальной неоднородности эта система уравнений не допускает разделение переменных. Для исследования волн в потоке с непрерывным профилем сдвиговой скорости можно использовать прямое численное моделирование или приближенные асимптотические методы: метод ВКБ, метод эталонных уравнений, метод сращивания асимптотических разложений [Bouruet-Aubertot et al., 1999; Vlasenko et al., 2005; Broutman et al., 2005; Broutman et al., 2021]. В некоторых случаях может быть также полезна плазменно-гидродинамическая аналогия, дающая инструмент физического понимания волновых, в том числе резонансных процессов [Fabrikant et al., 1998].

Для исследования динамики ВГВ в средах с течениями фундаментальную роль играет число Ричардсона, так как, например, при некоторых значениях этого числа в окрестности критического слоя волновой пакет бесконечно долго приближается к некоторой пространственной точке, и его амплитуда неограниченно растет [Basovich et al., 1984; Bretherton, 1966; Carpenter et al., 2010]. В общем виде получить общий критерий усиления амплитуды ВГВ в окрестности критического уровня, то есть выразить его непосредственно через параметры потока, не представляется возмож-

ным, однако для некоторых модельных течений возможно получить аналитическое представление такого критерия, выделить, детально исследовать и классифицировать основные модели взаимодействия сдвиговых течений и волн [Churilov, 2018; Fraternali et al., 2018; Slepyshev et al., 2019; Howland et al., 2021]. Очевидно, также, что эффект заметного увеличения амплитуды ВГВ стратифицированным потоком определяется глобальными условиями, то есть зависит не только от деталей профиля потока в некоторой окрестности критической точки, но и от свойств волнового поля, поведение которого определяется всем течением. Поэтому существенного прояснения роли критического уровня в динамике внутренних гравитационных волн с учетом реальной гидрологии океана можно ожидать только при построении нелинейной теории взаимодействия течений и волн [Миропольский. 1981; Young et al., 1999; Fabrikant et al., 1998; Alias et al., 2014; Слепышев и др., 2019].

В линейной постановке метод Фурье является одним из основных методов решения задач волновой динамики ВГВ в стратифицированной среде с фоновыми сдвиговыми течениями [Лайтхилл, 1981; Миропольский, 1981; Булатов и др., 2015; Свиркунов и др., 2014; Gnevyshev et al., 2020]. Полученные с помощью этого метода интегральные представления решений, требуют как численного, так и асимптотического анализа. Для исследования механизма взаимовлияния течений и ВГВ также можно рассматривать различные модельные представления стратификации и сдвиговых течений [Булатов и др., 2020; Bulatov et al., 2020(a); Bulatov et al., 2020(b)]. Синтез численных, аналитических и асимптотических результатов может дать первоначальное качественное и количественные представления о волновых процессах с учетом фоновых сдвиговых течений. Методы прямого численного моделирования не всегда эффективны для исследования генерации ВГВ произвольными источниками возмущений, особенно с учетом изменчивости основных гидрологических параметров, и требуют верификации и сравнения с решениями модельных задач. Поэтому при анализе динамики ВГВ в реальном океане необходимо использовать комбинацию численных, асимптотических и аналитических методов [Bouruet-Aubertot et al., 1999; Vlasenko et al., 2005; Булатов и др., 2015; Булатов и др., 2020; Слепышев и др., 2019; Meunier et al., 2018; Gnevyshev et al., 2020; Shugan et al., 2021].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается вертикально стратифицированная среда конечной глубины. Исходной является линейризованная относительно некоторого невозмущенного состояния система уравнений гидродинамики [Мирополюский, 1981; Булатов и др., 2015; Булатов и др., 2020, Булатов и др., 2021]

$$\begin{aligned} \frac{DU_1}{Dt} + \frac{dU(z)}{dz} W &= -\frac{1}{\rho_0(z)} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{DU_2}{Dt} + \frac{dV(z)}{dz} W &= -\frac{1}{\rho_0(z)} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{DW}{Dt} &= -\frac{1}{\rho_0(z)} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\rho g}{\rho_0(z)} \\ \frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{\partial U_2}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} &= q \\ \frac{D\rho}{Dt} + \frac{d\rho_0(z)}{dz} W &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U(z)\frac{\partial}{\partial x} + V(z)\frac{\partial}{\partial y}$ — субстанциональная производная, $(U(z), V(z), 0)$ — компоненты скорости фонового сдвигового течения на горизонте z , (U_1, U_2, W) — компоненты малых возмущений скорости частиц жидкости, $\rho_0(z)$ — невозмущенная плотность стратифицированной среды, p — возмущение давления, ρ — возмущение плотности, $q = q(x, y, z, t)$ — плотность распределения источников массы. Задача рассматривается в конечном по вертикали $-H < z < 0$ и неограниченном по горизонтали $-\infty < x, y < +\infty$

слое. На дне $z = -H$ вертикальная компонента скорости W равна нулю, на поверхности $z = 0$ используется приближение «твердой крышки»: $W = 0$, отфильтровывающее поверхностные волны, и мало влияющее на основные характеристики внутренних волн. Оценки границ применимости данного приближения для условий реального океана обсуждены в [Мирополюский, 1981; Булатов и др., 2015].

Так как при наличии фоновых сдвиговых течений ВГВ могут взаимодействовать с этими течениями и обмениваться с ними энергией, то собственные волновые колебания могут быть экспоненциально нарастающими. Поэтому необходимо, чтобы вертикальный градиент фоновых сдвиговых течений был невелик по сравнению с частотой плавучести. Далее предполагается выполненным условие устойчивости Майлса-Ховарда для числа Ричардсона:

$$Ri(z) = N^2(z) / \left(\left(\frac{dV}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dU}{dz} \right)^2 \right) > 1/4 \quad [\text{Miles,}$$

1961; Hirota et al., 2016; Churilov, 2018; Gavrilova et al., 2019; Howland et al., 2021]. Если выполнено условие Майлса-Ховарда, то соответствующая спектральная задача не имеет комплексных собственных значений. Характерные значения чисел Ричардсона в акваториях Мирового океана при отсутствии динамической неустойчивости фоновых сдвиговых течений могут находиться в интервалах от 2 до 20 [Morozov, 2018; Klimchenko et al., 2020; Morozov et al., 2021].

В приближении Буссинеска система уравнений (1) может быть сведена к одному уравнению для вертикальной компоненты W , имеющему вид

$$\frac{D^2}{Dt^2} \left(\Delta + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) W - \frac{D}{Dt} \left(\frac{d^2 U}{dz^2} \frac{\partial W}{\partial x} + \frac{d^2 V}{dz^2} \frac{\partial W}{\partial y} \right) + N^2(z) \Delta W = \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{Dq}{Dt} \right) \right) \quad (2)$$

$$W = 0 \text{ при } z = 0, -H,$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, $N^2(z) = -\frac{g}{\rho_0(z)} \frac{d\rho_0(z)}{dz}$ — квадрат частоты Брента-Вяйсяля (частоты плавучести). Далее сделаем следующие предположения. Функция $q(x, y, z, t)$ имеет вид $q(x, y, z, t) = q_0 \exp(i\omega t) \delta(x) \delta(y) \delta(z - z_0)$, то есть в качестве источника возмущений будет рассматриваться то-

точный осциллирующий источник массы, расположенный на глубине z_0 . Частота плавучести предполагается постоянной $N(z) = N = \text{const}$. Фоновое сдвиговое течение — одномерное и линейное: $V(z) = 0$, $U(z) = U_0 + \frac{U_0 - U_H}{H} z$, $U_0 = U(0)$, $U_H = U(-H)$. Для числа Ричардсона выполнено условие устойчивости Майлса-Ховарда:

$Ri = N^2 / \left(\frac{dU}{dz} \right)^2 = \frac{N^2 H^2}{(U_0 - U_H)^2} > \frac{1}{4}$. В безразмерных переменных $x^* = \frac{\pi x}{H}$, $y^* = \frac{\pi y}{H}$, $z^* = \frac{\pi z}{H}$, $\omega^* = \frac{\omega}{N}$, $t^* = Nt$, $W^* = \frac{WH^2}{q_0 \pi^2}$, $M(z^*) = \frac{\pi U(z^*)}{NH} = a + bz^*$, $a = \frac{\pi U_0}{NH}$, $b = \frac{U_0 - U_H}{NH}$ (индекс «*» далее опускается) уравнение (2) имеет вид

$$\frac{D^2}{Dt^2} \left(\Delta + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) W + \Delta W = \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{D}{Dt} (\exp(i\omega t) \delta(x) \delta(y) \delta(z - z_0)) \right) \right), \quad (3)$$

где $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + M(z) \frac{\partial}{\partial x}$. Параметр a определяет отношение скорости сдвигового течения у поверхности к максимальной групповой скорости ВГВ, равной $\frac{NH}{\pi}$, параметр b в данном случае равен $\frac{1}{\sqrt{Ri}}$. Решение (3) будем искать в виде $W(x, y, z, t) = \exp(i\omega t) w(x, y, z)$, тогда для определения функции $w(x, y, z)$ получаем задачу

$$\frac{D^2}{Dt^2} \left(\Delta + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) w + \Delta w = \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{D}{Dt} (\delta(x) \delta(y) \delta(z - z_0)) \right) \right) \quad (4)$$

$$w = 0 \text{ при } z = 0, -\pi,$$

где $\frac{D}{Dt} = i\omega + M(z) \frac{\partial}{\partial x}$. В терминах Фурье-образа компоненты вертикальной скорости

$$\varphi(\omega, \mu, \nu, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\nu y) dy \int_{-\infty}^{\infty} w(x, y, z) \exp(i\mu x) dx$$

задача (4) формулируется следующим образом

$$\begin{aligned} \Pi \varphi(\omega, \mu, \nu, z) &= (\omega - f(z)) \frac{\partial}{\partial z} ((\omega - f(z)) \delta(z - z_0)), \\ \Pi &\equiv (\omega - f(z))^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 (1 - (\omega - f(z))^2), \\ \varphi(\omega, \mu, \nu, -\pi) &= \varphi(\omega, \mu, \nu, 0) = 0, \\ k^2 &= \mu^2 + \nu^2, \quad f(z) = \mu M(z). \end{aligned} \quad (5)$$

3. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФОРМЫ РЕШЕНИЙ

Рассмотрим далее функцию Грина $G(\omega, \mu, \nu, z, z_0)$ задачи (5), то есть решение уравнения $\Pi G(\omega, \mu, \nu, z, z_0) = \delta(z - z_0)$ с нулевыми граничными условиями, которое может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} G(\omega, \mu, \nu, z, z_0) &= -\frac{\varphi_0(\omega, \mu, \nu, z) \varphi_H(\omega, \mu, \nu, z_0)}{B(\mu, \nu, \omega) (\omega - f(z_0))^2}, \\ z_0 \leq z \leq 0 \\ G(\omega, \mu, \nu, z, z_0) &= -\frac{\varphi_0(\omega, \mu, \nu, z_0) \varphi_H(\omega, \mu, \nu, z)}{B(\mu, \nu, \omega) (\omega - f(z_0))^2}, \\ -H \leq z \leq z_0, \end{aligned} \quad (6)$$

где функции φ_0 и φ_H — решения уравнения $\varphi = 0$, обращающиеся в ноль при $z = 0$ и $z = -H$ соответственно, $B(\mu, \nu, \omega) = \varphi_0(\omega, \mu, \nu, -H) \times \frac{\partial \varphi_H(\omega, \mu, \nu, -H)}{\partial z}$ — вронскиан этих функций.

В рассматриваемом случае линейного профиля скорости сдвигового течения и постоянства частоты плавучести функции φ_0 и φ_H могут быть выражены в явном аналитическом виде [Булатов и др., 2020, Bulatov et al., 2020(a); Bulatov et al., 2020(b)]

$$\begin{aligned} \varphi_0(\omega, \mu, \nu, z) &= \Phi_+(\omega, \mu, \nu, z) \Phi_-(\omega, \mu, \nu, 0) - \\ &- \Phi_-(\omega, \mu, \nu, z) \Phi_+(\omega, \mu, \nu, 0), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi_H(\omega, \mu, \nu, z) &= \Phi_+(\omega, \mu, \nu, z) \Phi_-(\omega, \mu, \nu, -H) - \\ &- \Phi_-(\omega, \mu, \nu, z) \Phi_+(\omega, \mu, \nu, -H), \end{aligned}$$

$$\Phi_{\pm}(\omega, \mu, \nu, z) = \sqrt{\beta(\omega - f(z))} I_{\pm i\lambda}(\beta(\omega - f(z))),$$

$$\beta = \frac{k}{b\mu}, \lambda = \sqrt{\beta^2 - \frac{1}{4}},$$

где $I_{\pm i\lambda}(\tau)$ — модифицированная функция Бесселя мнимого индекса λ . Так как условие Майлса-Ховарда для числа Ричардсона означает, что $b^2 < 4$, поэтому $\beta^2 > \frac{1}{4}$ и значения λ действительны. Функция $I_{\pm i\lambda}(\tau)$ при действительных значениях λ

и при $|\tau| < \lambda$ осциллирует. При мнимых значениях λ функция $I_{\pm i\lambda}(\tau)$ стремится к бесконечности при больших τ и нигде не осциллирует при $\tau > 0$. Поэтому, для того, чтобы значения λ были действительными для любых k, μ достаточно, чтобы

$b^2 < 4$, что совпадает с условием Майлса–Ховарда для числа Ричардсона.

Решение задачи (2) может быть найдено путем свертки функции Грина $G(\omega, \mu, \nu, z, z_0)$ с правой частью задачи (5)

$$\begin{aligned} \varphi(\omega, \mu, \nu, z, z_0) &= \int_{-H}^0 G(\omega, \mu, \nu, z, \xi) (\omega - f(\xi)) \frac{\partial}{\partial z} ((\omega - f(\xi)) \delta(z - z_0)) d\xi = \\ &= (\omega - f(z_0))^2 \frac{\partial G(\omega, \mu, \nu, z, z_0)}{\partial z_0} + \frac{df(z_0)}{dz_0} (\omega - f(z_0)) G(\omega, \mu, \nu, z, z_0). \end{aligned}$$

Тогда, учитывая (6), окончательно получаем

$$\begin{aligned} \varphi(\omega, \mu, \nu, z, z_0) &= \frac{\varphi_0(\omega, \mu, \nu, z)}{B(\mu, \nu, \omega)} \left(\frac{df(z_0)}{dz_0} \frac{\varphi_H(\omega, \mu, \nu, z_0)}{\omega - f(z_0)} + \frac{\partial \varphi_H(\omega, \mu, \nu, z_0)}{\partial z_0} \right), z_0 \leq z \leq 0, \\ \varphi(\omega, \mu, \nu, z, z_0) &= \frac{\varphi_H(\omega, \mu, \nu, z)}{B(\mu, \nu, \omega)} \left(\frac{df(z_0)}{dz_0} \frac{\varphi_0(\omega, \mu, \nu, z_0)}{\omega - f(z_0)} + \frac{\partial \varphi_0(\omega, \mu, \nu, z_0)}{\partial z_0} \right), -H \leq z \leq z_0. \end{aligned}$$

Функция $B(\mu, \nu, \omega)$ такова, что уравнение $B(\mu, \nu, \omega) = 0$ является одной из возможных форм записи дисперсионного соотношения для уравнения ВГВ в слое стратифицированной среды с фоновым сдвиговым течением. При фиксированном значении ω множество решений этого уравнения образуют соответствующее семейство дисперсионных кривых $L_n: \mu_n = \mu_n(\nu, \omega), n = 1, 2, \dots$. Можно отметить, что функции $\mu_n(\nu, \omega)$ являются собственными числами однородной вертикальной спектральной задачи

$$\Pi \varphi(\omega, \mu, \nu, z) = 0 \quad (7)$$

$$\varphi(\omega, \mu, \nu, -\pi) = \varphi(\omega, \mu, \nu, 0) = 0.$$

Далее необходимо выполнить обратное преобразование Фурье. Интегрирование по переменной μ осуществляется с помощью теоремы о вычетах. В результате, учитывая вклад полюсов $\mu_n = \mu_n(\nu, \omega)$, решение можно представить в виде суммы волновых мод

$$\begin{aligned} W(x, y, z, z_0, t) &= \sum_{n=1}^{\infty} W_n(x, y, z, z_0, t), \\ W_n(x, y, z, z_0, t) &= \frac{-i \exp(i\omega t)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_n(\nu, \omega, z, z_0) \exp(-i\Theta_n(\nu, \omega)) d\nu, \\ \Theta_n(\nu, \omega) &= \mu_n(\nu, \omega)x + \nu y, \quad A_n(\nu, \omega, z, z_0) = \frac{\varphi_n(\omega, \nu, z)}{d_n(\omega, \nu)} \left(\frac{df(z_0)}{dz_0} \frac{\varphi_n(\omega, \nu, z_0)}{\omega - f(z_0)} + \frac{\partial \varphi_n(\omega, \nu, z_0)}{\partial z_0} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

$$d_n(\omega, \nu) = \frac{\partial B(\mu_n(\nu, \omega), \nu, \omega)}{\partial \mu} = \frac{\partial \varphi_0(\omega, \mu_n(\nu, \omega), \nu, -H)}{\partial \mu} \frac{\partial \varphi_H(\omega, \mu_n(\nu, \omega), \nu, -H)}{\partial z},$$

где $\varphi_n(\omega, \nu, z) = \varphi_0(\omega, \mu_n(\nu, \omega), \nu, z) = \varphi_H(\omega, \mu_n(\nu, \omega), \nu, z)$ — собственные функции спектральной задачи (7). Пусть далее S_α — направление, составляющее некоторый угол α с положительным

направлением оси Ox . Тогда для получения физически реализуемого поля возмущений вертикальной скорости W вдоль выбранного направления S_α , интегрирование в (8) необ-

ходимо выполнять вдоль той части $l_n^+(\alpha)$ дис- условие $\frac{\partial \omega}{\partial S_\alpha} > 0$. В результате поле отдельной персионной кривой L_n , для которой выполнено волновой моды имеет вид

$$W_n(x, y, z, z_0, t) = \frac{-i \exp(i\omega t)}{2\pi} \int_{l_n^+(\alpha)} A_n(v, \omega, z, z_0) \exp(-i\Theta_n(v, \omega)) dv \quad (9)$$

На больших расстояниях от осциллирующего источника возмущений при $r = \sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty$ интегралы (9) вычисляется с помощью метода стационарной фазы [Булатов и др., 2015; Borovikov, 1994]

$$W_n(x, y, z, z_0, t) \sim \sum_{j=1}^{J(\alpha)} \frac{\exp\left(i\left(\omega t - \Theta_n(v_j^n, \omega) + \delta_j\right)\right) F_n(v_j^n, \omega, z, z_0)}{\sqrt{2\pi r \chi_n(v_j^n, \omega)} \frac{\partial B(\mu_n(v_j^n), v_j^n, \omega)}{\partial S_\alpha}},$$

$$F_n(v, \omega, z, z_0) = \varphi_n(\omega, v, z) \left(\frac{df(z_0)}{dz_0} \frac{\varphi_n(\omega, v, z_0)}{\omega - f(z_0)} + \frac{\partial \varphi_n(\omega, v, z_0)}{\partial z_0} \right),$$

$$\chi_n(v, \omega) = \left| \frac{\partial^2 \mu_n(v, \omega)}{\partial v^2} \right| \left(1 + \left(\frac{\partial \mu_n(v, \omega)}{\partial v} \right)^2 \right)^{-3/2},$$

где $v_j^n = v_j^n(\alpha)$, $j = 1, 2, \dots, J(\alpha)$ — все такие действительные корни уравнения $\frac{\partial \mu_n(v, \omega)}{\partial v} = -\tan \alpha$, что соответствующие стационарные точки $(v_j^n, \mu_n(v_j^n, \omega))$ фазовой функции $\Theta_n(v_j^n, \omega)$ лежат на кривой $l_n^+(\alpha)$, $\chi_n(v, \omega)$ — кривизна этой кривой. Фазовый сдвиг δ_j равен $-\frac{\pi}{4}$ или $-\frac{3\pi}{4}$ в зависимости от того, обращена ли кривая $l_n^+(\alpha)$ в точке $v_j^n(\alpha)$ выпуклостью или вогнутостью к выбранному направлению S_α . Асимптотика стационарной фазы становится неприменимой вблизи соответствующих волновых фронтов (каустики), поскольку каждая каустика порождается некоторой точкой перегиба соответствующей дисперсионной кривой, то есть такой точкой, в которой кривизна этой кривой обращается в ноль [Арнольд, 2002; Borovikov, 1994].

Для корректного построения асимптотик дальних волновых полей вблизи каустических поверхностей необходимо применение специального математического аппарата, учитывающего основные качественные особенности топологии дисперсионных зависимостей [Арнольд, 2002]. Особые точки фазовых функций могут сближаться с другими особыми точками или с какой-либо особенностью (полюсом, точкой ветвления) подын-

тегральной функции. При слиянии двух стационарных точек асимптотика интегралов (9) будет выражаться через функцию Эйри, при слиянии стационарных точек и полюса — через интеграл Эйри–Френеля. Случай слияния трех стационарных точек может описываться функцией Пирси, часто применяемой в теории особенностей и катастроф [Арнольд, 2002; Kravtsov et al., 1999]. Если две из трех сливающихся стационарных точек находятся строго симметрично относительно третьей, то асимптотика соответствующего интеграла может выражаться через функцию Ханкеля. Важно отметить, что наиболее интересными с практической точки зрения являются локальные экстремумы дисперсионных поверхностей $\mu_n(v, \omega)$. Численные расчеты демонстрируют физически интересные случаи пространственных конфигураций волновых структур, которые не описываются известными эталонными интегралами [Borovikov, 1994; Арнольд, 2002].

Линии равной фазы Φ отдельной волновой моды определяются из решения системы уравнений

$$\mu_n(v, \omega)x + vy = \omega t - \Phi, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \mu_n(v, \omega)}{\partial v} x + y = 0, \quad (11)$$

где уравнение (10) означает условие постоянства фазы, а уравнение (11) — условие стационарности фазы. Решение системы (10)–(11) для каждой отдельной волновой моды определяет линии равной фазы Φ , заданные параметрически с параметром v

$$x(v) = (\omega t - \Phi) \left(\mu_n(v, \omega) - v \frac{\partial \mu_n(v, \omega)}{\partial v} \right)^{-1},$$

$$y(v) = -\frac{\partial \mu_n(v, \omega)}{\partial v} (\omega t - \Phi) \left(\mu_n(v, \omega) - v \frac{\partial \mu_n(v, \omega)}{\partial v} \right)^{-1}.$$

4. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для численных расчетов были использованы две модели линейных сдвиговых течений, характерных для условий Мирового океана: однонаправленное $U(z) = \frac{4\pi}{15} + 0.2z$ и разнонаправленное $U(z) = \frac{2\pi}{15} + 0.2z$. В первом случае сдвиговое

течение не меняет направление своего распространения на всей глубине, во втором случае придонное и приповерхностное течения разнонаправлены. Все аналитические выражения и численные результаты приведены в безразмерных координатах. Численные расчеты были проведены с использованием вычислительной системы Mathematica. Число Ричардсона для данных моделей равно $Ri = 25$. Здесь и далее все расчеты приведены для первой волновой моды. На рис. 1, 2 приведены результаты расчетов дисперсионных кривых $\mu(v, \omega)$ при различных значениях частоты осцилляций источника. На рис. 1 линии 1–5 отвечают нижним ветвям, линии 6–9 — верхним ветвям дисперсионных соотношений: линия 1 — $\omega = 0$, линия 2 — $\omega = 0.125$, линия 3 — $\omega = 0.25$, линия 4 — $\omega = 0.6$, линия 5 — $\omega = 1.1$, линия 6 — $\omega = 0$, линия 7 — $\omega = 0.4$, линия 8 — $\omega = 0.8$, линия 9 — $\omega = 1.1$. На рис. 2 линия 1 — $\omega = 0.5$, линия 2 — $\omega = 0.85$, линия 3 — $\omega = 0.95$, линия 4 — $\omega = 1.0$, линия 5 — $\omega = 1.1$, линия 6 — $\omega = 1.3$.

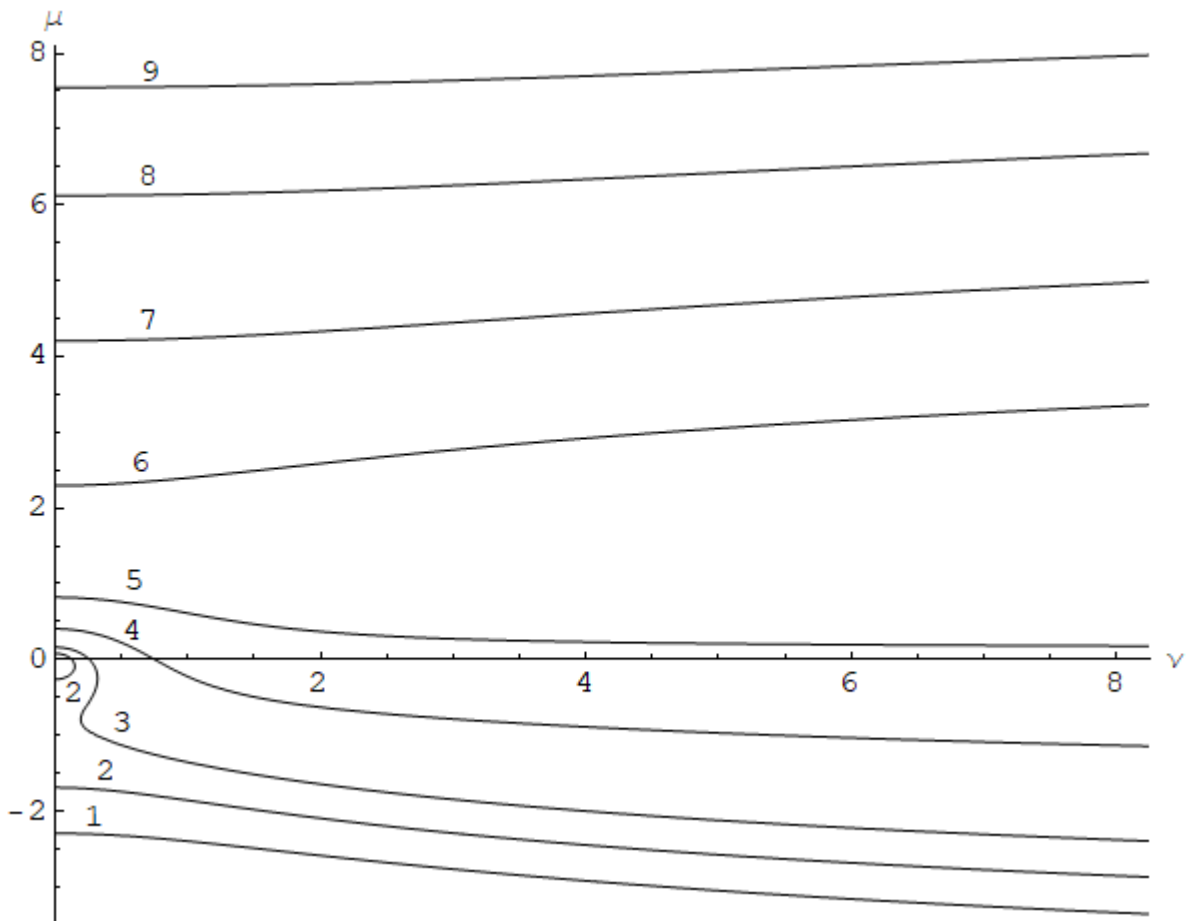


Рис. 1. Дисперсионные зависимости: однонаправленное течение.

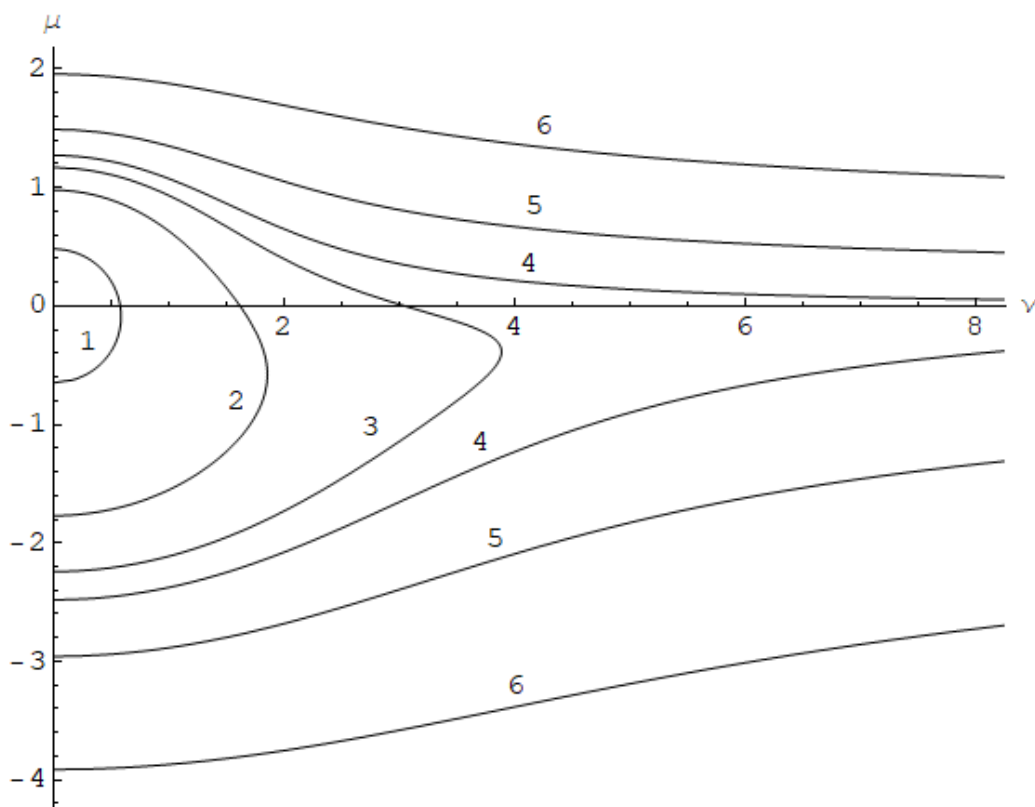


Рис. 2. Дисперсионные зависимости: разнонаправленное течение.

Результаты численных расчетов показывает сильную изменчивость качественного поведения дисперсионных картин в зависимости от значений ω . В частности, для разнонаправленного течения при относительно небольших значениях ω дисперсионная зависимость $\mu(\nu, \omega)$ определяется только одной замкнутой ветвью. В случае однонаправленного течения по мере увеличения частоты ω происходит качественная перестройка дисперсионных кривых, и дисперсионная кривая может распадаться на две ветви: нижнюю и среднюю, и при некотором значении ω эти ветви могут сливаться. При некоторых значениях частоты осцилляции источника может наблюдаться отчетливая омега-образная структура дисперсионных кривых, что означает многозначность функции $\mu(\nu, \omega)$ для определенных интервалов значений ν . Для разнонаправленного течения по мере увеличении значений ω происходит размыкание нижней ветви дисперсионных зависимостей на две разомкнутые кривые, и дисперсионные кривые становятся однозначными функциями переменной ν : эти две разомкнутые ветви дисперсионных зависимостей при уве-

личении ω все более и более расходятся друг от друга. В случае однонаправленного течения одна (верхняя) ветвь дисперсионной кривой может пересекать ось $\mu = 0$ и менять знак, а другая (нижняя) ветвь всегда имеет отрицательные значения.

На рис. 3–6 приведены результаты расчеты линий равной фазы Φ (сплошные линии) и волновых фронтов (штриховые линии) для однонаправленного сдвигового течения, на рис. 7–9 — для разнонаправленного течения. На рис. 3 значения параметров равны: $\omega = 0.125$, $t = 250$, $\Phi = 2\pi$, $k = 1, 2, 3, 4$; рис. 4 — $\omega = 0.125$, $t = 113$, значения фазы для кольцевых волн $\Phi = 2\pi$, $k = 1, 2, 3, 4$; значения фазы для продольных волн $\Phi = 2\pi$, $k = 5, 6, \dots, 14$; рис. 5 — $\omega = 0.6$, $t = 47$, значения фазы для кольцевых волн $\Phi = 2\pi$, $k = 1, 2, 3, 4$, значения фазы для продольных волн $\Phi = 2\pi$, $k = 5, 6, \dots, 10$; рис. 6 — $\omega = 1.1$, $t = 26$, $\Phi = 2\pi$, $k = 1, 2, 3, 4$; рис. 7 — $\omega = 0.85$, $t = 35$, $\Phi = 2\pi$, $k = 1, 2, 3, 4$; рис. 8 — $\omega = 0.95$, $t = 31$, $\Phi = 2\pi$, $k = 1, 2, 3, 4$; рис. 9 — $\omega = 1.1$, $t = 31$, $\Phi = 2\pi$, $k = 1, 2, 3, 4$.

Как показывают численные расчеты вариативность, неоднозначность и качественное разнообразие дисперсионных соотношений являются причиной генерации различных типов волн. В частности, замкнутые ветви диспер-

сионных кривых могут при определенных волновых числах приводить к возбуждению кольцевых (поперечных) волн. Разомкнутые ветви дисперсионных зависимостей определяют систему продольных (клиновидных) волн. Численные

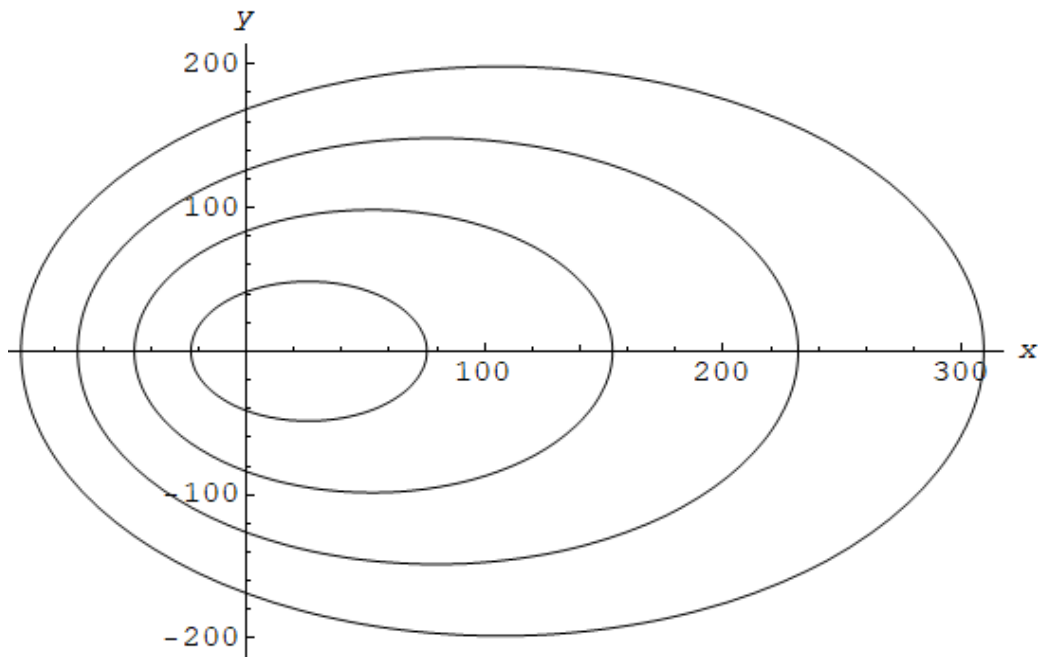


Рис. 3. Кольцевые волны ассиметрично распространяются во всех направлениях.

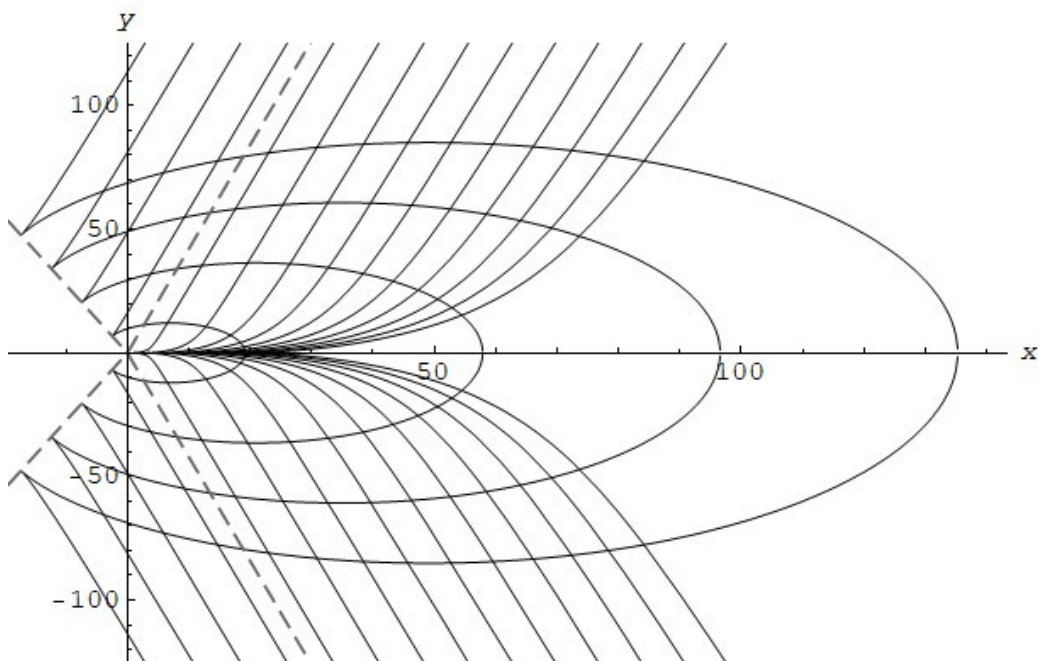


Рис. 4. Волновая система двух типов: кольцевые волны распространяются от источника, продольные — в отрицательном направлении оси Ox ; два волновых фронта при $x > 0$, два волновых фронта при $x < 0$.

расчеты демонстрируют, что при относительно малых частотах осцилляций источника возбуждаются только кольцевые (поперечные) волны, причем в некоторых случаях одновременно может возбуждаться более двух волновых пакетов таких волн. Число одновременно возбуждаемых волновых пакетов определяется общим количеством отдельных ветвей дисперсионных

кривых. При больших значениях частоты генерируются только продольные (клиновидные) волны двух типов, причем при увеличении значения частоты осцилляции угол полураствора волновых фронтов уменьшается. Можно также отметить, что существует такие значения частоты, при которых угол полураствора волнового фронта близок к девяносто градусам. Поэтому при этих значени-

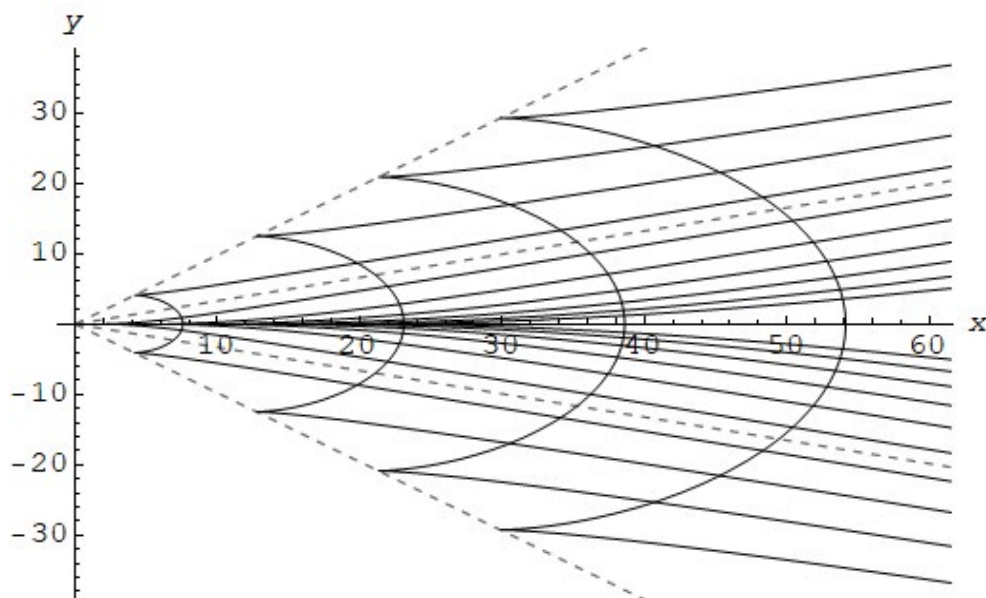


Рис. 5. Волновая система двух типов: кольцевые волны распространяются от источника, продольные — в обе стороны от оси Ox ; четыре волновых фронта при $x > 0$.

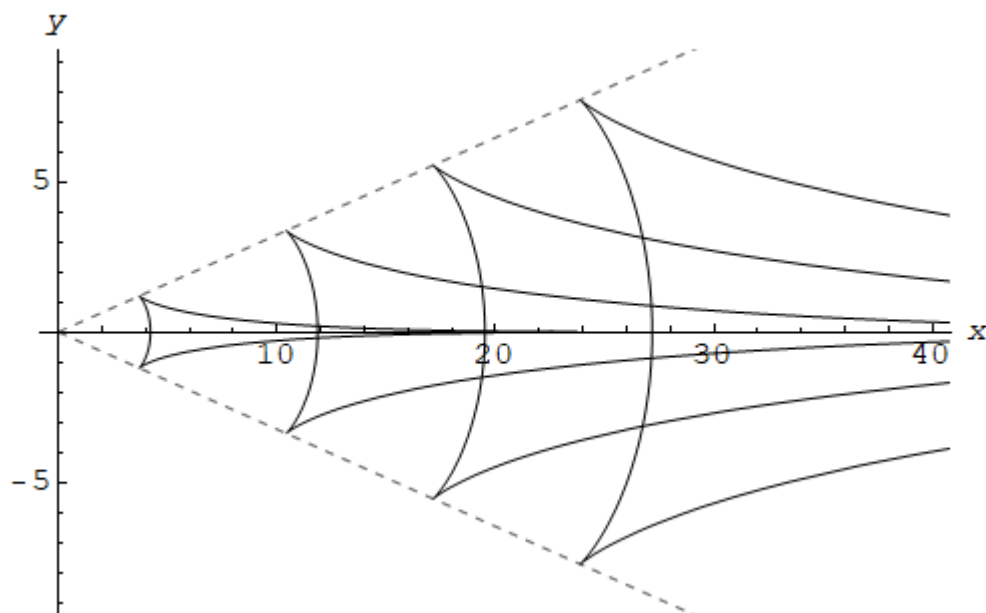


Рис. 6. Продольные волны в форме криволинейных треугольников движутся в положительном направлении оси Ox ; два волновых фронта при $x > 0$.

ях частоты, в силу многозначности дисперсионных соотношений, волновая картина возбуждаемых полей представляет собой сложную волновую систему, обладающую одновременно как свойствами продольных, так и поперечных волн. Как показывают полученные результаты, гребни

волновых пакетов могут распространяться как в положительном (при $\mu(v, \omega) > 0$), так и в отрицательном направлении оси Ox (при $\mu(v, \omega) < 0$). Поэтому для определенных типов волновых пакетов увеличение фазы ведет к приближению соответствующей линии равной фазы к началу координат

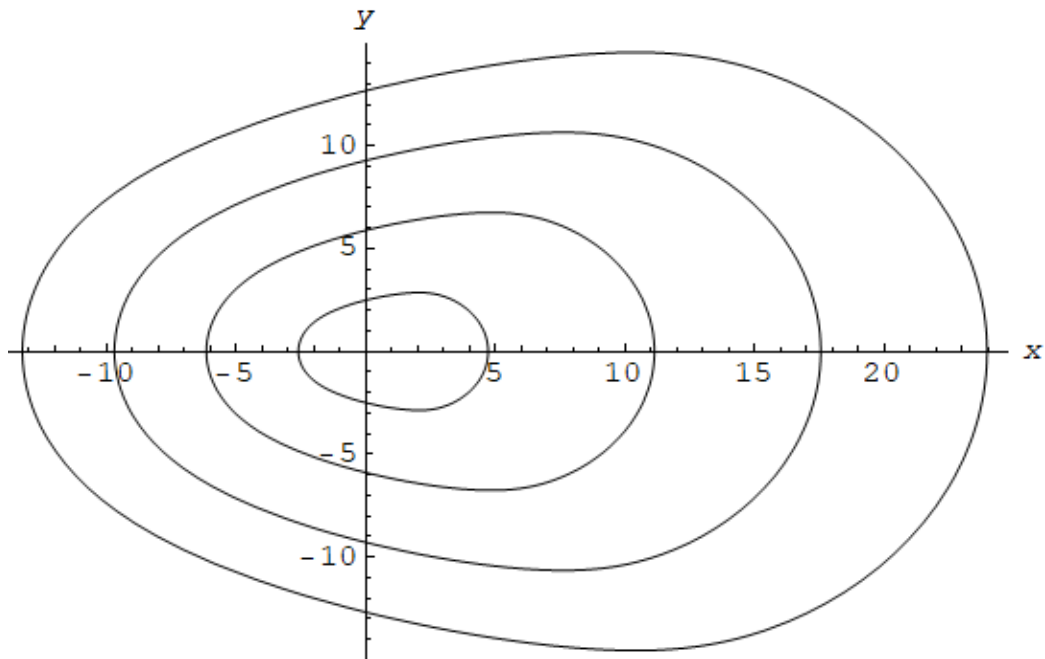


Рис. 7. Кольцевые волны ассиметрично распространяются во всех направлениях.

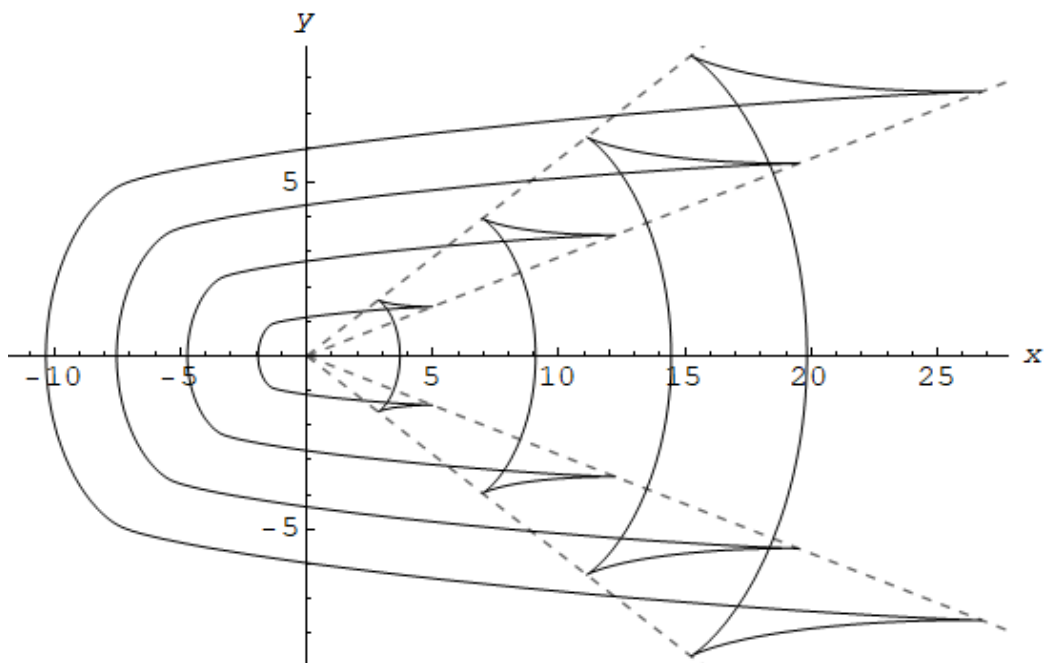


Рис. 8. Волновая система двух типов: кольцевые волны распространяются от источника во всех направлениях, продольные — в положительном направлении оси Ox ; четыре волновых фронта при $x > 0$.

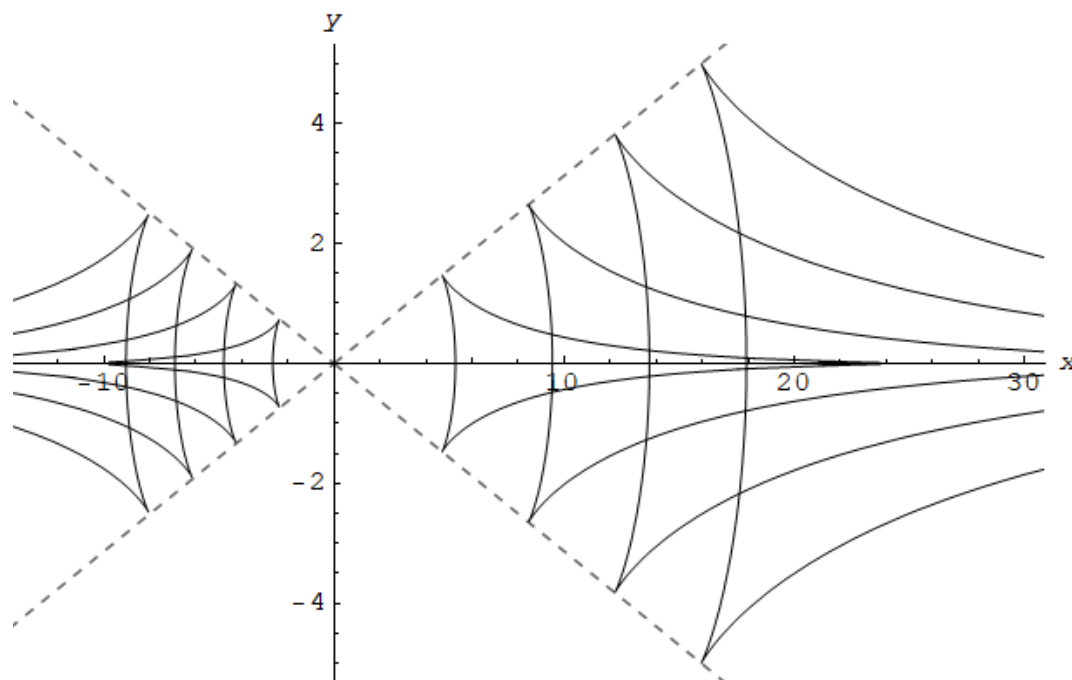


Рис. 9. Продольные волны во всех направлениях; два волновых фронта при $x > 0$, два волновых фронта при $x < 0$.

(положению источника возмущений), а для других типов волн — к удалению от него. Для разнонаправленного типа течений получена волновая картина в виде волнового креста, в этом случае все волновые колебания, распространяющиеся от источника возмущений, могут быть пространственно локализованы внутри волновых фронтов (каустики).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе для решения задачи были использованы модельные представления основных гидрологических параметров: постоянное распределение частоты плавучести и линейные зависимости скорости фоновых сдвиговых течений от глубины. Модельные представления гидрологических параметров качественно верно могут описать как характер, так и масштабы пространственной изменчивости сдвиговых океанических течений. Использование модельных представлений для основных гидрологических характеристик (частоты плавучести и фоновых сдвиговых течений) позволяют редуцировать основную спектральную задачу к более простой, а также исследовать эту упрощенную задачу аналитически. Действительно, при больших числах Ричардсона дебаевские асимптотики модифи-

цированной функции Бесселя мнимого индекса позволяют получить явные аналитические представления основных дисперсионных соотношений, которые дают возможность эффективно рассчитывать амплитудно-фазовую структуру дальних волновых полей ВГВ, а также исследовать различные режимы волновой генерации для модельных представлений частоты плавучести и сдвиговых течений.

Для построения асимптотик полей ВГВ в стратифицированных средах с фоновыми сдвиговыми течениями необходимо исследовать соответствующие асимптотики отдельных волновых мод. В общем случае решение основной спектральной задачи и качественный анализ получаемых дисперсионных соотношений и амплитудных зависимостей собственных функций представляет значительную математическую трудность, так как эта спектральная задача для произвольных распределений функций $N(z), V(z), U(z)$ допускает только численное решение. Фазовая структура дальних полей ВГВ в стратифицированной среде с фоновыми сдвиговыми течениями определяется поведением стационарных точек фазовой функции.

Множество точек на горизонтальной плоскости может определять для каждой отдельной

моды ВГВ пространственную зону, внутри которой волновое поле осциллирует, вне этой зоны при больших временах волновое поле экспоненциально мало, при этом поведение волнового поля на границах волновой зоны определяется аналитическими свойствами дисперсионных соотношений. Для реальных распределений частоты плавучести и фоновых сдвиговых течений волновая зона может быть ограничена двумя замкнутыми кривыми — передним и задним фронтом. Передний волновой фронт определяется асимптотикой поведения дисперсионных соотношений при малых волновых числах. Задний волновой фронт зависит от характера асимптотик дисперсионных соотношений при больших волновых числах. Отметим, что при отсутствии сдвиговых течений передний фронт представляет собой окружность с радиусом $C_n t$, где C_n — максимальная групповая скорость отдельной волновой моды ВГВ, а задний фронт стягивается в начало координат.

Аналитические оценки и численные результаты показывают, что асимптотические конструкции, использующие модельные представления частоты плавучести и фоновых сдвиговых скоростей качественно верно могут описывать амплитудно-фазовую структуру ВГВ. Учет реальных распределений основных гидрологических параметров океана дает возможность изучить все многообразие генерируемых в природных стратифицированных средах волн, и для описания амплитудных зависимостей ВГВ в природных средах (океане, атмосфере Земли) с произвольными фоновыми сдвиговыми течениями необходимо использовать численные методы. Поэтому для исследования ВГВ в реальных природных средах необходимо сочетание, как точных численных методов исследования волновых полей, так и различных асимптотических подходов, позволяющих исследовать основные качественные особенности возбуждаемых волн. Асимптотики дисперсионных соотношений позволяют в дальнейшем исследовать более реалистичную задачу изучения динамики ВГВ в океане медленноменяющимися и нестационарными параметрами, так как в этом случае решение можно представить в виде суммы волновых пакетов, фазовая структура которых определяется аналитическими свойствами соответствующих дисперсионных зави-

симостей и может быть асимптотически описана с помощью метода эталонных интегралов. Конкретный выбор фазовой функции (модельных интегралов) определяется аналитическими свойствами дисперсионных соотношений, зависящих от реальной гидрологии океана. Аналитические выражения дисперсионных кривых могут использоваться, в частности, для качественной интерпретации наблюдаемых волновых явлений в океане и для разработки дистанционных методов обнаружения ВГВ методами радиолокации.

Работа выполнена в рамках государственных заданий № FFGN-2024-0005 (В.В. Булатов), № FMWE-2024-0016 (И.Ю. Владимиров).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Арнольд В.И. Волновые фронты и топология кривых. М.: Фазис, 2002. 120 с.
- Булатов В.В., Владимиров Ю.В. Волны в стратифицированных средах. М.: Наука, 2015. 735 с.
- Булатов В.В., Владимиров Ю.В. Внутренние гравитационные волны в океане с разнонаправленными сдвиговыми течениями // Изв. РАН. ФАО. 2020. Т. 56. № 1. С. 104–111.
- Булатов В.В., Владимиров Ю.В., Владимиров И.Ю. Внутренние гравитационные волны от осциллирующего источника возмущений в океане // Изв. РАН. ФАО. 2021. Т. 57. № 3. С. 362–373.
- Лайтхил Дж. Волны в жидкостях. М.: Мир, 1981. 598 с.
- Мирополюцкий Ю.З. Динамика внутренних гравитационных волн в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 302 с.
- Свиркунов П.Н., Калашиник М.В. Фазовые картины диспергирующих волн от движущихся локализованных источников // УФН. 2014. Т. 184. № 1. С. 89–100.
- Сидняев Н.И. Теоретические исследования гидродинамики при подводном взрыве точечного источника // Инженерный журнал: наука и инновации. 2013. № 2. URL: <https://engjournal.ru/catalog/apr-math/hidden/614.html>
- Слепышев А.А., Лактионова Н.В. Вертикальный перенос импульса внутренними волнами в сдвиговом потоке // Изв. РАН. ФАО. 2019. Т. 55. № 6. С. 194–200.
- Alias A., Grimshaw R.H.J., Khusnutdinova K.R. Coupled Ostrovsky equations for internal waves in a shear flow // Physics Fluids, 2014. V. 26, P. 126603.
- Basovich A.Ya., Tsimring L.Sh. Internal waves in a horizontally inhomogeneous flow // J. Fluid Mech., 1984. V. 142 P. 233–249.

- Borovikov V.A.* Uniform stationary phase method. IEE electromagnetic waves. Series 40. London: Institution of Electrical Engineers, 1994. 233 p.
- Bouruet-Aubertot P.I., Thorpe S.A.* Numerical experiments of internal gravity waves an accelerating shear flow // *Dyn. Atm. Oceans*. 1999. V. 29. P. 41–63.
- Bretherton F.P.* The propagation of groups of internal gravity waves in a shear flow // *Quart. J. Royal. Metereol. Soc.* 1966. V. 92. P. 466–480.
- Broutman D., Brandt L., Rottman J., Taylor C.* A WKB derivation for internal waves generated by a horizontally moving body in a thermocline // *Wave Motion*, 2021. V. 105. P. 102759.
- Broutman D., Rottman J.* A simplified Fourier method for computing the internal wave field generated by an oscillating source in a horizontally moving depth-dependent background // *Physics Fluids*. 2004. V. 16. P. 3682.
- Bulatov V.V., Vladimirov Yu.V.* Dynamics of internal gravity waves in the ocean with shear flows // *Russian J. Earth Sciences*. 2020. V. 20. ES4004.
- Bulatov V., Vladimirov Yu.* Analytical approximations of dispersion relations for internal gravity waves equation with shear flows // *Symmetry*. 2020. V. 12(11). P. 1865.
- Carpenter J.R., Balmforth N. J., Lawrence G. A.* Identifying unstable modes in stratified shear layers. // *Phys. Fluids*. 2010. 22. P. 054104.
- Churilov S.* On the stability analysis of sharply stratified shear flows // *Ocean Dynamics*. 2018. 68. P. 867–884.
- Fabrikant A.L., Stepanyants Yu.A.* Propagation of waves in shear flows. World Scientific Publishing, 1998. 304 p.
- Fraternali F., Domenicale L., Staffilan G., Tordella D.* Internal waves in sheared flows: lower bound of the vorticity growth and propagation discontinuities in the parameter space // *Phys. Rev*. 2018. V 97. № 6. P. 063102
- Frey D.I., Novigatsky A.N., Kravchishina M.D., Morozov E.G.* Water structure and currents in the Bear Island Trough in July–August 2017 // *Russian J. Earth Sciences*. 2017. V. 17. ES3003.
- Gavrileva A.A., Gubarev Yu.G., Lebedev M.P.* The Miles theorem and the first boundary value problem for the Taylor–Goldstein equation // *J. Applied and Industrial Mathematics*. 2019. 13(3). P. 460–471.
- Gnevyshev V., Badulin S.* Wave patterns of gravity–capillary waves from moving localized sources // *Fluids*. 2020. V. 5. P. 219.
- Hirota M., Morrison P.J.* Stability boundaries and sufficient stability conditions for stably stratified, monotonic shear flows // *Physics Letters A*. 2016. 380(21). P. 1856–1860.
- Howland C.J., Taylor J.R., Caulfield C.P.* Shear-induces breaking of internal gravity waves // *J. Fluid Mechanics*, 2021. V. 921. A24.
- Klimchenko E.E., Frey D.I., Morozov E.G.* Tidal internal waves in the Bransfield Strait, Antarctica // *Russ. J. Earth. Science*. 2020. V. 20. ES2006.
- Kravtsov Yu., Orlov Yu.* Caustics, catastrophes and wave fields. Berlin: Springer. 1999. 210 p.
- Miles J.W.* On the stability of heterogeneous shear flow // *J. Fluid Mech*. 1961. V. 10(4). P. 495–509.
- Meunier P., Dizus S., Redekopp L., Spedding G.* Internal waves generated by a stratified wake: experiment and theory // *J. Fluid Mech.*, 2018. V. 846. P. 752–788
- Morozov E. G.* Oceanic internal tides. Observations, analysis and modeling. Berlin: Springer, 2018. 317 p.
- Morozov E.G., Parrilla-Barrera G., Velarde M.G., Scherbini A.D.* The Straits of Gibraltar and Kara Gates: a comparison of internal tides // *Oceanologica Acta*. 2003. V. 26(3). P. 231–241.
- Morozov E.G., Tarakanov R.Yu., Frey D.I., Demidova T.A., Makarenko N.I.* Bottom water flows in the tropical fractures of the Northern Mid-Atlantic Ridge // *Journal of Oceanography*. 2018. V. 74(2). P. 147–167.
- Morozov E.G., Tarakanov R.Yu., Frey D.I.* Bottom gravity currents and overflow in deep channels of the Atlantic ocean. Springer Nature Switzerland AG, 2021. 483 p.
- Pedlosky J.* Waves in the ocean and atmosphere: introduction to wave dynamics. Berlin-Heidelberg: Springer, 2010. 260 p.
- Shugan I., Chen Y.-Y.* Kinematics of the ship’s wake in the presence of a shear flow // *J. Mar. Sci. Eng*. 2021. V. 9. P. 7.
- Slepyshev A.A., Vorotnikov D.I.* Generation of vertical fine structure by internal waves in a shear flows // *Open J. Fluid Mechanics*. 2019. V. 9. P. 140–157.
- Sutherland B.R.* Internal gravity waves. Cambridge: Cambridge University Press, 2010. 394 p.
- Vlasenko V., Stashchuk N., Hutter K.* Baroclinic tides. N.Y.: Cambridge University Press, 2005. 372 p.
- Velarde M.G., Tarakanov R.Yu., Marchenko A.V. (Eds.).* The ocean in motion. Springer Oceanography. Springer International Publishing AG, 2018. 625 p.
- Young W.R., Phines P., Garret C.J.R.* Shear flows dispersion, internal waves and horizontal mixing // *J. Phys. Oceanography*. 1982. V. 12(6). P. 515–527.

INTERNAL GRAVITY WAVES EXCITED BY NON-STATIONARY DISTURBANCE SOURCES IN A STRATIFIED OCEAN WITH SHEAR FLOWS

V. V. Bulatov^{1,*}, I. Yu. Vladimirov²

¹*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS, pr. Vernadskogo 101–1, Moscow, 119526, Russia*

²*Shirshov Oceanology Institute RAS, Nahimovsky pr., 36, Moscow, 117997, Russia*

**e-mail: internalwave@mail.ru*

The problem of constructing solutions that describe the generation of internal gravity waves by a localized oscillating source of disturbances in a finite layer of a stratified medium with background shear flows is considered. To construct analytical solutions in a linear approximation, model representations of the buoyancy frequency and the distribution of shear flow in depth were used. Under the Miles-Howard assumption, an integral representation of the solution in the form of sums of wave modes was obtained and, using the stationary phase method, an asymptotic representation of the solution for each mode was constructed. The results of calculations of dispersion dependences and phase structures of wave fields for various modes of wave generation are presented. The spatial transformation of the phase structures of wave fields has been studied depending on the frequency of oscillations of the source of disturbances and the main characteristics of shear flows.

Keywords: internal gravity waves, stratified medium, shear flows, pulsating source, asymptotics

УДК 551.465

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВНУТРЕННИХ ВОЛН В КАРСКОМ МОРЕ И ИХ ВЛИЯНИЯ НА ТУРБУЛЕНТНЫЕ ПОТОКИ ТЕПЛА И ИМПУЛЬСА НАД МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

© 2024 г. Е. А. Марчук^{a,*}, И. П. Чунчузов^{a,**}, О.Е. Попов^a, И. А. Репина^{a,b},
И. Е. Козлов^c, К. П. Сильвестрова^d, А. А. Осадчиев^{d,e},
Н. Б. Степанова^{d,e}, У. М. Йоханнесен^f

^aИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017, Россия

^bМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский вычислительный центр, ул. Ленинские Горы 1, стр. 4, Москва, 119234, Россия

^cМорской гидрофизический институт РАН, ул. Капитанская, 2, Севастополь, 299011, Россия

^dИнститут океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Нахимовский пр-т, 36, Москва, 117997, Россия

^eМосковский физико-технический институт, Институтский пер. 9, Долгопрудный, 141700, Россия

^fНаучное общество Нансена, Берген 5006, Норвегия

*e-mail: murchuk-ekaterin@mail.ru

**e-mail: igor.chunchuzov@gmail.com

Поступила в редакцию 24.11.2023 г.

После доработки 07.05.2024 г.

Принята к публикации 10.07.2024 г.

Работа посвящена исследованию характеристик внутренних волн в Карском море и их влиянию на турбулентные потоки импульса и тепла в приводном слое атмосферы. Проведены расчеты направления и горизонтальной скорости распространения короткопериодных внутренних волн в проливе Карские Ворота. Проанализированы кросс-спектры мезомасштабных флуктуаций температуры воды на поверхности моря, на глубинах 10 и 20 м, и метеопараметров (скорости ветра, атмосферного давления, температуры) на высоте 22 м. Выявлены общие спектральные максимумы на периодах, характерных как для захваченных внутренних гравитационных волн, распространяющихся в слое термоклина, так и для атмосферных гравитационных волн в устойчиво-стратифицированном слое нижней тропосферы. Предложен механизм влияния наблюдаемых внутренних гравитационных волн в слое термоклина на мезомасштабные флуктуации метеопараметров с периодами от нескольких минут до нескольких часов, и турбулентные потоки импульса, явного и скрытого тепла в приводном слое атмосферы.

Ключевые слова: внутренние волны, турбулентные потоки, спектральный анализ, механизмы генерации, Карское море

DOI: 10.31857/S0002351524050029 EDN: HYJGCZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Мелкомасштабные процессы в атмосфере и океане с характерными масштабами, малыми по сравнению с размерами численной сетки в глобальных и региональных моделях изменения климата, играют ключевую роль в процессах взаимодействия атмосферы и океана в полярных районах [Vihma et al., 2013; Репина и др., 2019; Ivanov et al., 2019]. Для параметризации в моделях изменения климата влияния этих процессов на обмен теплом, импульсом и влагой между ат-

мосферой и океаном в полярных регионах, необходимо более детальное исследование этих процессов, в частности, взаимодействия атмосферы и океана, в том числе при наличии поверхностных проявлений внутренних волн, которые играют важную роль в динамике арктических морей [Morozov et al., 2019; Fine and Cole, 2022; Chanona and Waterman, 2020].

Основные исследования внутренних волн в арктическом регионе проводятся на основе натурных наблюдений с судов и буйковых станций

[Козубская и др. 1999; Сабинин и Серебряный, 2007; Зимин, 2012; Fer et al., 2020]. Спутниковые данные, полученные с помощью радаров с синтезированной апертурой, позволяют более детально изучить характеристики внутренних волн и собрать более полную годовую и межгодовую картину изменчивости их характеристик [Свергун и др., 2018; Kozlov et al., 2015; Kopyshov et al., 2023].

В работе [Morozov et al., 2017] на основе данных буйковых станций производилось моделирование основного потока из Баренцева моря в Карское море. С помощью численного моделирования в [Li et al., 2019] было показано, что образование короткопериодных внутренних волн происходит, главным образом, за счёт взаимодействия полусуточного прилива (с периодом 12.4 часа) с рельефом дна. Этот вывод подтверждается экспериментальными исследованиями [Морозов и др., 2003; Сабинин и Серебряный, 2007; Kozlov et al., 2023]. В качестве зон генерации внутренних волн или так называемых «горячих точек» [Сабинин и Серебряный, 2007] в Карском море выделяют пролив Карские Ворота [Kozlov et al., 2015], районы вдоль восточного побережья арх. Новая Земля [Свергун и др., 2018; Kozlov et al., 2015] и район восточнее мыса Желания [Kozlov et al., 2015].

Рассматриваются и другие возможные источники генерации внутренних волн в Карском море. В частности, внутренние волны могут генерироваться стоковым фронтом [Свергун и др., 2018], который располагается вдоль восточного побережья арх. Новая Земля и может менять своё положение в зависимости от декады на 50–100 км. В этой же работе по данным за 2007 год отмечается, что наиболее часто внутренние волны образуются в летне-осенний период, а наибольшая частота образования наблюдается в августе.

Известным является также предположение о влиянии изменений атмосферного давления, в том числе связанных с атмосферными фронтами, на генерацию внутренних волн в океане [Бондур и др., 2019; Букатов и др., 2021; Лаппо, 1979; Доценко и Миклашевская, 2009; Лаврова и др., 2015; Kozlov et al., 2015]. В [Доценко и Миклашевская, 2009] на примере Чёрного моря моделировалось прохождение над бассейном барического фронта, в результате чего генерировались баротропные и бароклинные колебания жидкости. В [Лаврова и др., 2015] с помощью

спутниковых снимков было исследовано формирование внутренних волн вблизи атмосферного фронта в Каспийском море. В [Migropolsky 2001] обсуждается механизм генерации внутренних волн случайными флуктуациями атмосферного давления, который учитывает наличие в пространственно-временном спектре спектральных компонент, резонансным образом возбуждающих внутренние гравитационные волны в океаническом волноводе.

Внутренние волны и почти инерционные волны модулируют сдвиги скорости течения, приводя к определенным временным и пространственным спектрам вариаций этих сдвигов [Pinkel 2008; Rohrs 2023]. Медленная во времени модуляция вертикальных градиентов скорости течения (по сравнению с масштабами изменений турбулентных пульсаций скорости и температуры) приводит к соответствующей модуляции вертикальных турбулентных потоков импульса, а модуляция вертикальных градиентов температуры влияет на вертикальные турбулентные потоки тепла.

В приземном слое атмосферы, в условиях его устойчивой стратификации, наблюдалось влияние внутренних волн на сдвиги скорости ветра (измерялись с помощью содара и метода акустической томографии) и вертикальные турбулентные потоки импульса (измерялись с помощью акустических анемометров и термометров на мачте) [Chunchuzov et al., 2009]. На основании указанных выше результатов наблюдения и моделирования внутренних волн в океане и в приземном слое атмосферы мы предполагаем, что внутренние волны влияют на турбулентные потоки импульса и тепла вблизи поверхности моря.

Несмотря на значительный прогресс, достигнутый к настоящему времени в исследовании характеристик внутренних волн в арктических морях спутниковыми и контактными методами [Лавренов и Морозов, 2002; Свергун и др., 2018; Козубская и др., 1999; Сабинин и Становой, 2002; Зимин, 2012; Морозов и др., 2003; Букатов и др., 2021; Kozlov et al., 2022], влияние внутренних волн на процессы обмена теплом и импульсом между атмосферой и океаном, насколько нам известно, не исследовалось. В настоящей работе такое исследование будет проведено на основе анализа данных контактных измерений температуры воды на разных глубинах Карского моря

(по данным термодатчиков), температуры поверхности моря (по данным ИК-радиометра на борту судна), и стандартных метеорологических измерений, проводившихся на научно-исследовательском судне «Академик Иоффе» в ходе экспедиции «Плавучий университет» [Kozlov et al., 2023].

В разделе 2 описываются приборы для измерений и ее методика. В разделе 3 методом когерентного анализа временных флуктуаций температуры на глубине 18 м, измеренных одновременно 12 августа (станция 3911) тремя разнесенными горизонтально термокосами (измерительные системы термодатчиков для определения вертикальных профилей температуры), определяются направление и скорость распространения короткопериодных внутренних волн (КВВ) во время дрейфа судна в проливе Карские Ворота 12 августа 2021 г. С целью оценки влияния внутренних волн в Карском море на мезомасштабные флуктуации метеорологических полей вблизи поверхности моря (периоды от нескольких минут до нескольких часов) в разделе 4 анализируются кросс-спектры между флуктуациями метеорологических параметров и флуктуациями температуры на разных глубинах моря. Спектры мезомасштабных вариаций вертикальных турбулентных потоков тепла и импульса вблизи поверхности Карского моря и возможная связь этих флуктуаций с внутренними волнами в нижней тропосфере будут исследованы в разделе 5.

2. ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В августе 2021 года проводилась экспедиция «Плавучий университет ИО РАН — МФТИ» в Карское море на научно-исследовательском судне «Академик Иоффе». На борту судна был установлен инфракрасный (ИК) радиометр HEITRONICS KT19 II, точность измерений которого составляла 0.1°C , а частота измерений 1 Гц. Прибор располагался на пеленгаторной палубе на правом борту судна под углом 30° к поверхности моря. Методика калибровки и расчета поверхностной температуры изложена в [Булатов и др., 2003]. По маршруту движения судна в течение 26 суток были накоплены почти непрерывные данные о температуре поверхности моря (ТПМ) с дискретностью измерений в 1 с. В ИК диапазоне излучательная способность воды близка к единице и мало зависит от состояния

поверхности. В то же время влияние атмосферы в ИК-диапазоне значительно и требует корректного его учета [Волков и др., 2004].

Для измерения температурных профилей в верхнем слое моря до глубины 100 м использовались разные системы термодатчиков для измерения профилей температуры, называемые термокосами. Одна из них, TPArctic, является термопрофилимером, разработанным в Морском гидрофизическом институте РАН. Он имел длину измерительного кабеля 48 м (32 непрерывных измерительных участка длиной по 1.5 м), включал в себя также силовой/коммуникационный кабель длиной 100 м и два датчика давления на нижнем и верхнем участках линии [Gaisky and Kozlov, 2023]. Измерение температуры воды проводилось с точностью 0.1°C с интервалом по глубине в 1.5 м и частотой дискретизации 1 Гц.

Две другие термокосы состояли из цепочек термодатчиков (6–10 термисторов производства Starmon StarOddi, Гардабаер, Исландия) для измерения температуры и датчиков давления (DST centi TD), предназначенных для определения глубины термодатчиков и линейной коррекции отклонения термокос от вертикального положения [Silvestrova et al., 2023]. Точность приборов, измерявших температуру с шагом по времени в 1 с, составляла $\pm 0.025^\circ\text{C}$. В периоды измерений использовались либо две отдельные термокосы с 10–11 датчиками, размещенными в районе носовой лебедки и шкафута, либо данные термокосы TPArctic длиной 48 м и 32-мя измерительными участками. В среднем длительность измерений варьировалась от 30 до 40 мин, а максимальная длительность достигала 2 ч.

Для измерения метеопараметров (скорости ветра, атмосферного давления, влажности и температуры воздуха) использовалась судовая метеостанция AIRMAR 220 ws, расположенная на пеленгаторной палубе. С ее помощью измерения температуры воздуха проводились с шагом в 1 с в диапазоне от -40 до 80°C с точностью $\pm 1.1^\circ\text{C}$ при 20°C и разрешением в 0.1°C . Диапазон измерения скорости ветра составлял от 0 до 40 м/с с разрешением в 0.1 м/с, а его направления — от 0° до 360° с разрешением в 0.1° . Атмосферное давление измерялось метеостанцией в диапазоне от 300 до 1100 гПа с точностью ± 0.5 гПа при 25°C (и выше) и с разрешением в 1 гПа.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И СКОРОСТИ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН, НАБЛЮДАВШИХСЯ ВО ВРЕМЯ ДРЕЙФА СУДНА 12.08.2021 (СТАНЦИЯ 3911).

Подробный анализ вариаций температуры на разных глубинах (до 50 м), измеренных с помощью термокос, расположенных в разных частях пролива Карские Ворота, был проведен в [Kozlov et al. 2023]. С помощью трех термокос, составляющих треугольник, были выявлены вертикальные колебания термоклина до глубины 40 м, вызванные распространением короткопериодных нелинейных внутренних волн, генерируемых при обтекании сложного рельефа пролива меняющимся во времени (с основным периодом, вызванным приливом) устойчиво-стратифицированным потоком. Наиболее интенсивные волны регистрировались во время ослабления прилива.

Полученные колебания изотерм (см. рис. 7 в [Kozlov et al. 2023]) происходили практически синфазно в приповерхностном морском слое до глубин 30–40 м. Это свидетельствовало о том, что в устойчиво-стратифицированном слое термоклина распространялись горизонтально низшие (по номеру) моды внутренних гравитационных волн [Miropolsky 2001]. Поэтому, для определения скорости и направления распространения почти синфазных колебаний до глубины 30 м достаточно было выбрать один горизонт глубин, например 18 м, но в трех разнесенных по горизонтали точках.

Во время дрейфа судна 12.08.2021 на станции 3911 проводились измерения температуры воды на разных глубинах с помощью 3-х термокос, расположенных на носу корабля (термокоса 1), корме правого борта (термокоса 2) и левом борту (термокоса 3) [Silvestrova et al., 2023; Kozlov et al., 2023]. Горизонтальное расстояние между соседними термокосами составляло 51, 24 и 40 м.

Записи температуры на термодатчиках кос 1, 2 и 3, расположенных на глубине 18 м, показаны на рис. 1а, а взаимные функции когерентности флуктуаций температуры между парами датчиков 1–2 и 1–3 показаны на рис. 1б и рис. 1в, соответственно. Время одновременной работы всех трех кос составило всего 22 мин, что было вызвано сбоем в измерении двумя из трех термокос после 22 мин. Высокие уровни когерентности наблюдались в сравнительно узких частотных полосах во

всем рассматриваемом диапазоне периодов от 10 до 160 с. Когерентность достигала максимальных значений в диапазоне периодов 40–160 с в определенные промежутки времени: 600–700 с — для пары 1–2, и 850–950 с — для пары 1–3.

Для дальнейшей обработки записей флуктуаций температуры проводилась их фильтрация в диапазоне периодов 40–160 с, где парные функции когерентности максимальны (рис. 1а). Затем с помощью кросс-корреляции этих флуктуаций при длине скользящего окна анализа Хэмминга длительностью 834 с, проводилось измерение разностей времени приходов волн (задержек) для трех пар термодатчиков. По задержкам, в рамках модели плоской волны, вычислялись направления распространения и горизонтальные фазовые (кажущиеся) скорости распространения внутренних волн. Для обнаружения именно волновых процессов использовался тот факт, что если через датчики проходит плоский волновой фронт, то сумма разностей времен прихода этого фронта между датчиками 1–2, 2–3 и 3–1 должна быть близка к нулю. В общих чертах похожее обнаружение волновых сигналов на фоне шумов применяется в методе PMCC (Progressive Multi-Channel Correlation), широко используемом для обнаружения источников инфразвука в атмосфере и сейсмике [Le Pichon, Cansi 2003]. Примененный метод использовался также и для определения параметров внутренних волн в океане [Serebryany et al., 2020].

На рис. 2а показаны колебания температуры, отфильтрованные в диапазоне периодов 40–160 с, а на рис. 2б и рис. 2в — обратный азимут (угол между направлением от приемника к источнику волн и направлением оси судна от кормы к носу) и горизонтальная фазовая скорость волн в зависимости от времени, соответственно. Эти параметры слабо меняются в промежутке времени от 400 до 700 с и равны примерно 108° и 0.15 м/с соответственно.

Направление и скорость дрейфа судна в течение промежутка времени 400–700 с, когда были определены направление и скорость распространения волн на рис. 2б и рис. 2в (т.е. в течение 300 с) показаны на рис. 3а и рис. 3б, соответственно. Схематически на рис. 3в показаны также: направление оси судна от кормы к носу, направление его дрейфа со скоростью $\vec{V}_{др}$ с азимутом примерно 36° в промежутке времени от 400 до 500 с, и горизонтальной фазовой скорости

волн $\vec{C}$ относительно дрейфующего судна, распространяющейся с северо-востока на юго-запад с азимутом примерно в 234° .

Учитывая, что зависимость фазовой скорости волн C от частоты очень слабая как в интервале периодов 40–160 с, так и на более коротких периодах 20–40 с, дисперсией волн можно пренебречь и считать групповую скорость близкой к фазовой

скорости C . Тогда групповая скорость волн относительно неподвижной Земли $\vec{C}_{gp} = \vec{C} + \vec{V}_{dp}$ и при $C = 0.15$ м/с и $V_{dp} = 0.6$ м/с будет равна 0.46 м/с и направлена на С-В под углом 30° , как показано на рис. 3в.

Следует заметить, что дрейф судна происходил при средней скорости ветра 5–6 м/с и среднеквадратических значениях его флуктуаций порядка

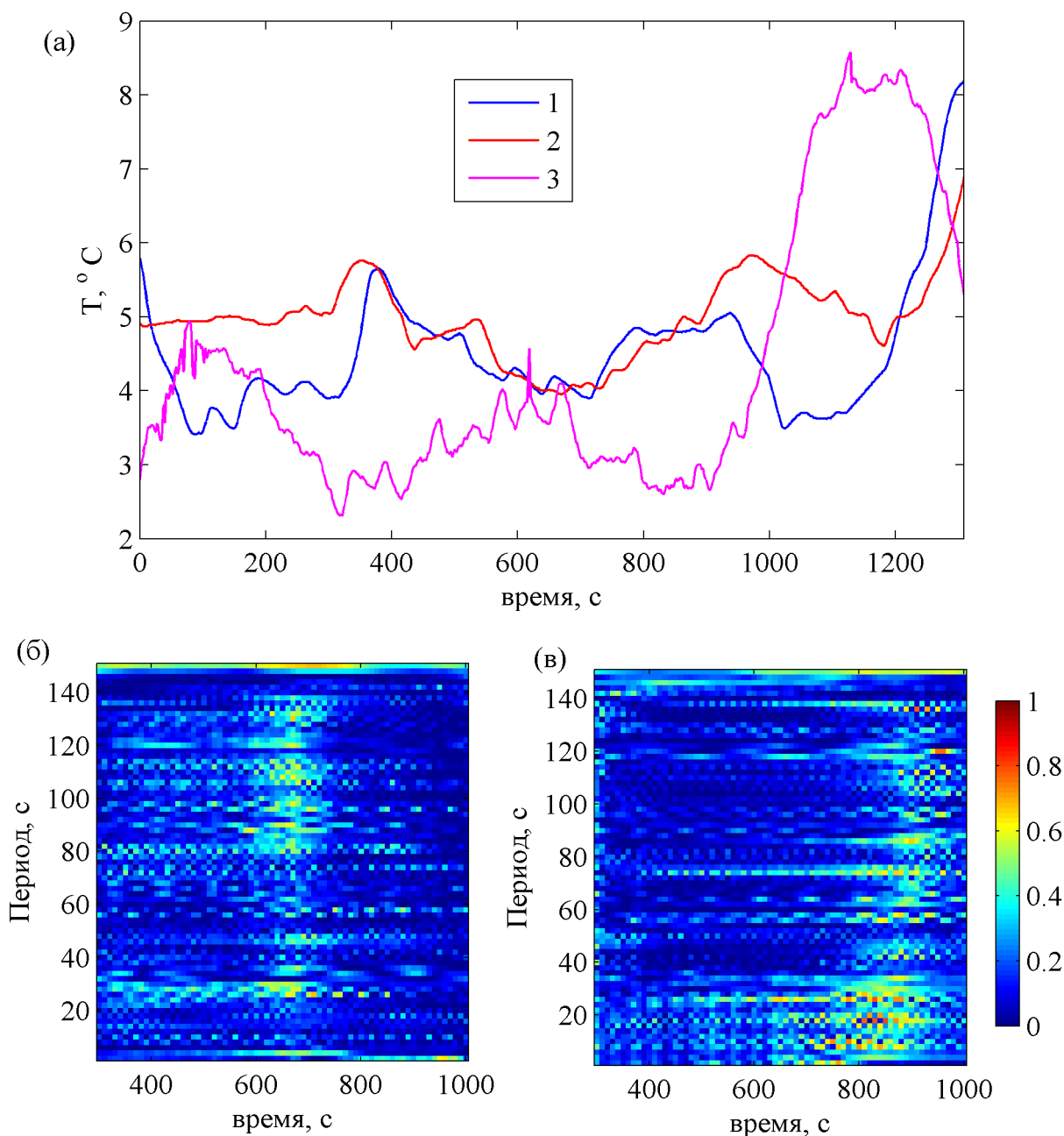


Рис. 1. Измеренная 12 августа 2021 г. температура на глубине 18 м на трех термокосах (станция 3911) (а) и взаимные функции когерентности флуктуаций температуры, полученные для пар датчиков кос 1 и 2 (б), и 1 и 3 (в). Время по горизонтальной оси отсчитывается с момента 12:29 UTC. Длина записи около 22 мин с частотой выборки 1 Гц. Интервал расчета когерентности составлял 600 с со скользящим окном 150 с и шагом сдвига в 10 с.

1 м/с. При этом, поверхностное волнение моря и качка судна вызвали перемещения термодатчиков относительно термоклина. Из-за качки происходили периодические вертикальные смещения датчиков порядка 0.5–1 метра с периодами в несколько секунд. Однако, анализируемые нами флуктуации температуры и их спектры (см. ниже) имели значительно более длинные периоды, от 40 секунд до часа. С ростом периода амплитуда спектра температурных колебаний растет, а соответствующие этим колебаниям вертикальные смещения изотерм, составляли десятки метров (т.е. были значительно выше, чем смещения датчиков при короткопериодной качке), поэтому влиянием качки на столь длиннопериодную часть спектра можно пренебречь.

Источником сильно нелинейных внутренних волн, наблюдавшихся 12 августа 2021 г., были приливные устойчиво-стратифицированные течения, обтекающие сложный рельеф дна в проливе Карские Ворота [Kozlov et al., 2023]. Пакеты внутренних волн, зарегистрированные на станциях 3911, 3913 и 3915, содержали почти уединенные сильно-нелинейные внутренние волны (солитоны). Они распространялись на С-В, но уже с более высокой скоростью (0.8–0.9 м/с) по сравнению с приведенной выше нашей оценкой скорости высокочастотных компонент волнового пакета.

Выше мы обнаружили с помощью когерентного анализа короткого временного интервала (длительностью ~22 мин) вариаций температу-

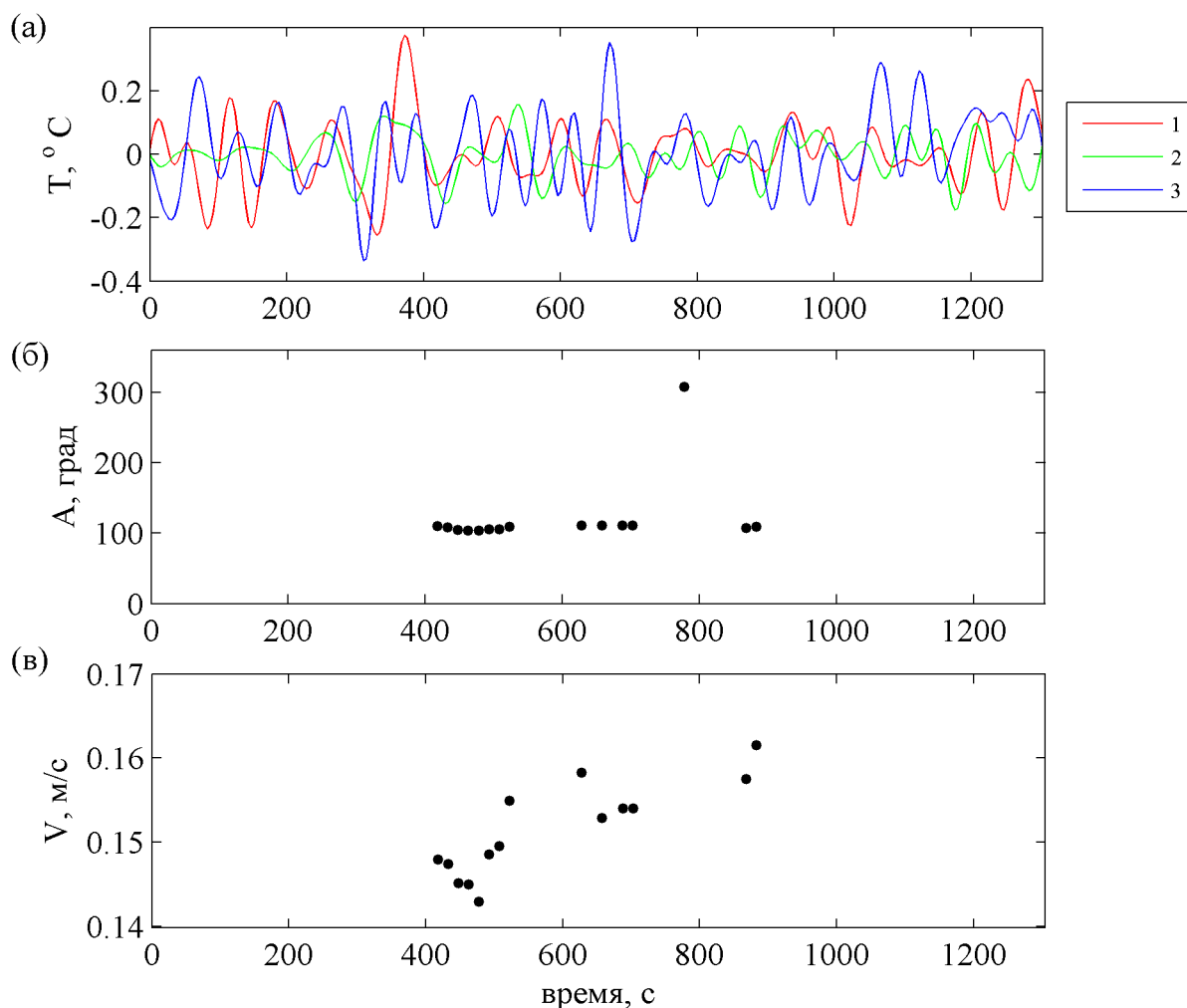


Рис. 2. Колебания температуры, измеренные на глубине 18 м с помощью трех термокос, обозначенных 1, 2 и 3, и отфильтрованные в диапазоне периодов 40–160 с (а) обратный азимут распространения относительно оси судна корма-нос (б) и горизонтальные фазовые скорости внутренних волн (в) относительно судна. Время отсчитывается относительно момента 12:29 UTC.

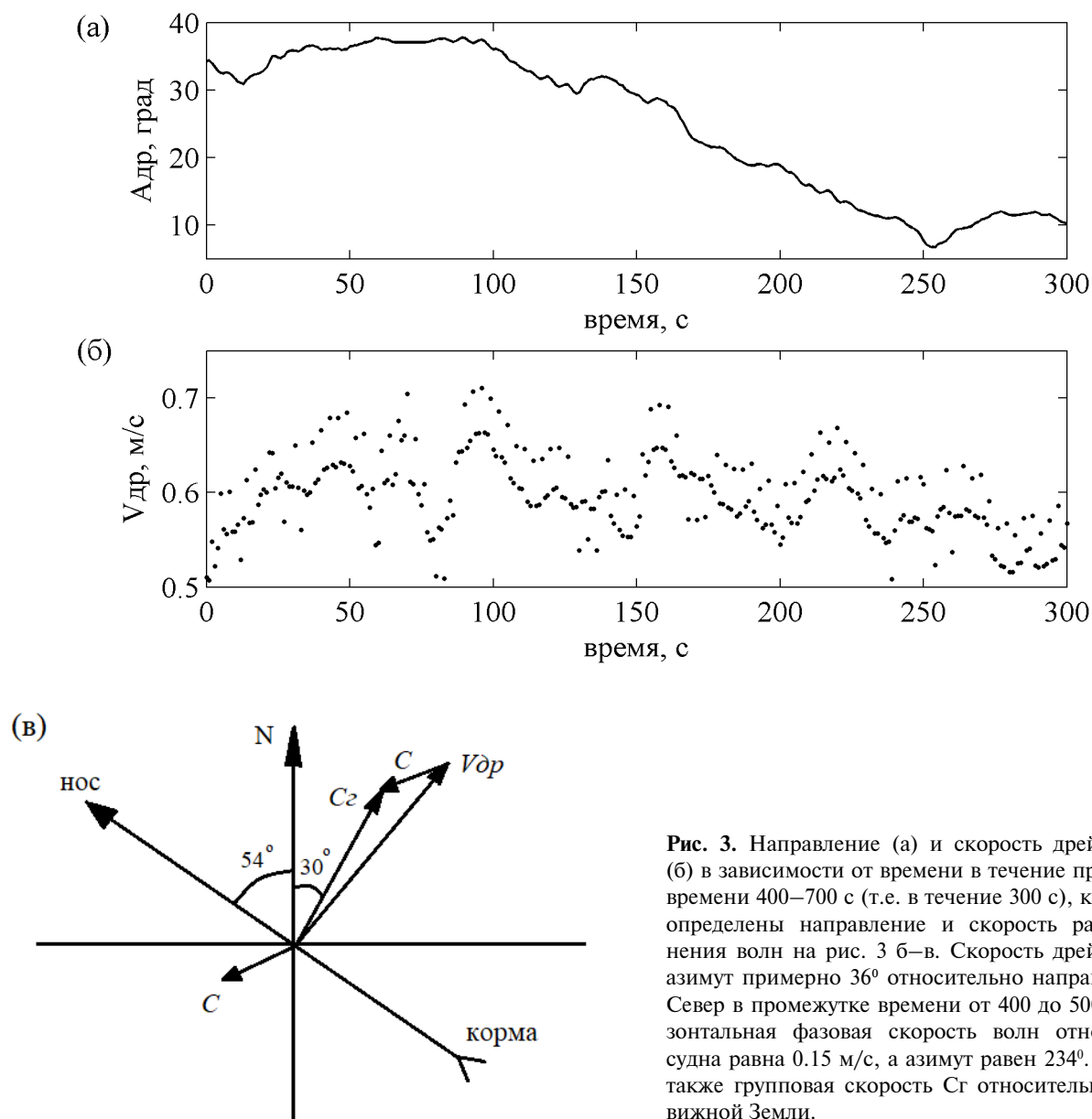


Рис. 3. Направление (а) и скорость дрейфа судна (б) в зависимости от времени в течение промежутка времени 400–700 с (т.е. в течение 300 с), когда были определены направление и скорость распространения волн на рис. 3 б–в. Скорость дрейфа имеет азимут примерно 36° относительно направления на Север в промежутке времени от 400 до 500 с. Горизонтальная фазовая скорость волн относительно судна равна 0.15 м/с, а азимут равен 234° . Показана также групповая скорость C_g относительно неподвижной Земли.

ры в 3-х точках наличие в волновых пакетах очень коротких волн с периодами 40–160 с, лежащими ниже минимального периода Брента–Вяйсяля (БВ) (около 3,5 мин) в слое термоклина. Приведенный на рис. 6 из [Kozlov et al., 2023] вертикальный профиль частоты $N(z)$ на станции 3911 имел максимум на глубине 8–10 м и составлял примерно 17 циклов/ч, а соответствующий минимальный период БВ — около 3,5 мин. Горизонтальная скорость распространения коротких волн составляла 0,45 м/с с направлением распространения на С-В. Столь короткие внутренние волны с частотами, лежащими выше частоты БВ ($\omega > N$), являются высокочастотными гармониками внутренних волн,

имеющих частоты ниже частоты БВ, и генерируются в результате нелинейных нерезонансных взаимодействий этих волн [Chunchuzov, Kulichkov, 2020]. Взаимодействие внутренних волн вызвано адвекцией этих волн переменным течением, индуцируемым суммарным полем внутренних волн. Оно приводит к генерации высокочастотных гармоник с частотами $\omega > N$, спектральная плотность которых убывает с ростом частоты ω , как ω^{-3} [Chunchuzov, Kulichkov, Sec.4., 2020]. Наличие такого крутого участка ($\sim \omega^{-3}$) в экспериментальном частотном спектре при $\omega > N$ отмечалось в работе [Sandven, Johannessen, 1987].

4. КРОСС-СПЕКТРЫ МЕЖДУ ФЛУКТУАЦИЯМИ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ (ТЕРМОКОСА), ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ (ТПМ) И ФЛУКТУАЦИЯМИ МЕТЕОПАРАМЕТРОВ В ПРИВОДНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

В предыдущем разделе были получены характеристики (скорости и направления распространения) короткопериодных внутренних волн в течение короткого промежутка времени 12.08.2021 г., когда одновременно на корабле проводились измерения тремя термокосами. Эти волны являлись лишь короткопериодными составляющими всего волнового пакета нелинейных внутренних волн, наблюдавшегося 12.08.2021 г. в проливе Карские Ворота [Kozlov et al. 2023]. Наряду с основным источником этих волн, связанным с обтеканием стратифицированными приливными течениями топографии дна пролива Карские Ворота, в генерацию внутренних волн в океане вносят также флуктуации атмосферного давления и скорости ветра [Miropolsky 2001, Chapter 6].

Чтобы выявить возможное обратное влияние наблюдаемых внутренних волн в Карском море на мезомасштабные флуктуации метеорологических полей вблизи поверхности моря (периоды от нескольких минут до нескольких часов) и вертикальные турбулентные потоки тепла и импульса через поверхность моря, в этом разделе нами будут проанализированы данные измерений флуктуаций метеорологических параметров: атмосферного давления, влажности, скорости ветра и температуры воздуха. Измерение флуктуаций атмосферного давления, скорости ветра и температуры воздуха проводилось с помощью мобильной метеостанции AIRMAR 220, расположенной на высоте примерно 22 м над уровнем моря, с шагом измерений в 1 с. Основные характеристики измерительной аппаратуры этой метеостанции приведены в разделе 2.

На рис. 4 показаны измеренные 12.08.2021 в течение 1.9 ч от момента времени 11:00 UTC вариации температуры морской воды на глубинах 10 и 20 м с помощью термокос на станции 3911 (дискретность измерений — 1 с) и температуры поверхности моря (ТПМ) с помощью ИК-радиометра одновременно с вариациями температуры воздуха, атмосферного давления, влажности, скорости и направления ветра. Взаимные амплитудные кросс-спектры между этими флуктуациями (кроме влажности) показаны на рис. 5.

На взаимных кросс-спектрах (рис. 5а) между флуктуациями температуры воды на глубине 10 м ($T_{10м}$) и флуктуациями атмосферного давления (P), температуры $T_{10м}$ и скорости ветра (V), температуры $T_{10м}$ и температуры поверхности моря $T_{ик}$, температуры $T_{10м}$ и температуры воздуха ($T_{возд}$), полученных для реализаций флуктуаций длиной в 1.9 ч, обнаруживаются общие спектральные максимумы на периодах, близких к 4 мин, 10 мин, 18 мин и 35 мин (указаны вертикальными стрелками). Почти такие же периоды характерны и для максимумов кросс-спектров между флуктуациями температуры воды на глубине 20 м ($T_{20м}$) и флуктуациями метеопараметров (рис. 5б), а также между флуктуациями температуры воды на глубинах 10 м ($T_{10м}$) и 20 м ($T_{20м}$) (пунктирная линия).

Для периода проведения измерений 12.08.2021 вертикальные профили температуры, солёности и частоты БВ показаны на рис. 6. Анализ профиля частоты БВ $N(z)$, приведенного в [Kozlov et al., 2023], показывает, что в слое до глубины 20 м частота $N(z)/(2\pi)$ в ее вертикальном профиле достигает максимума на глубине 8–10 м и составляет примерно 17 циклов/ч, а соответствующий минимальный период БВ — около 3,5 мин. С ростом глубины до 20 м, частота $N(z)/(2\pi)$ падает до ее минимального значения 4–5 циклов/ч, что соответствует максимальному периоду БВ в 12–15 мин. Наоборот, при уменьшении глубины до глубины верхнего тонкого перемешанного слоя, стратификация внутри этого слоя становится почти нейтральной ($N^2(z) = 0$).

В устойчиво-стратифицированном слое до глубины 25 м возможно волноводное распространение высокочастотных линейных внутренних гравитационных мод с периодами, лежащими между 12 мин (максимальный период БВ в слое) и 3.5 мин (минимальный период БВ в слое). Ниже 25 м в профиле $N(z)$ наблюдается второй максимум порядка 12 циклов/ч (период 5 мин) на глубине около 33 м, а на глубине 47 м достигается минимум около 4 циклов/ч (период 15 мин). Поэтому, слой 25–47 м тоже может захватывать высокочастотные волны с периодами между 5 мин и 15 мин. Волны же с периодами более 15 мин захватываются всем устойчиво-стратифицированным слоем до глубины примерно 50 м, ниже которой топография дна возмущает стратифицированные приливные течения.

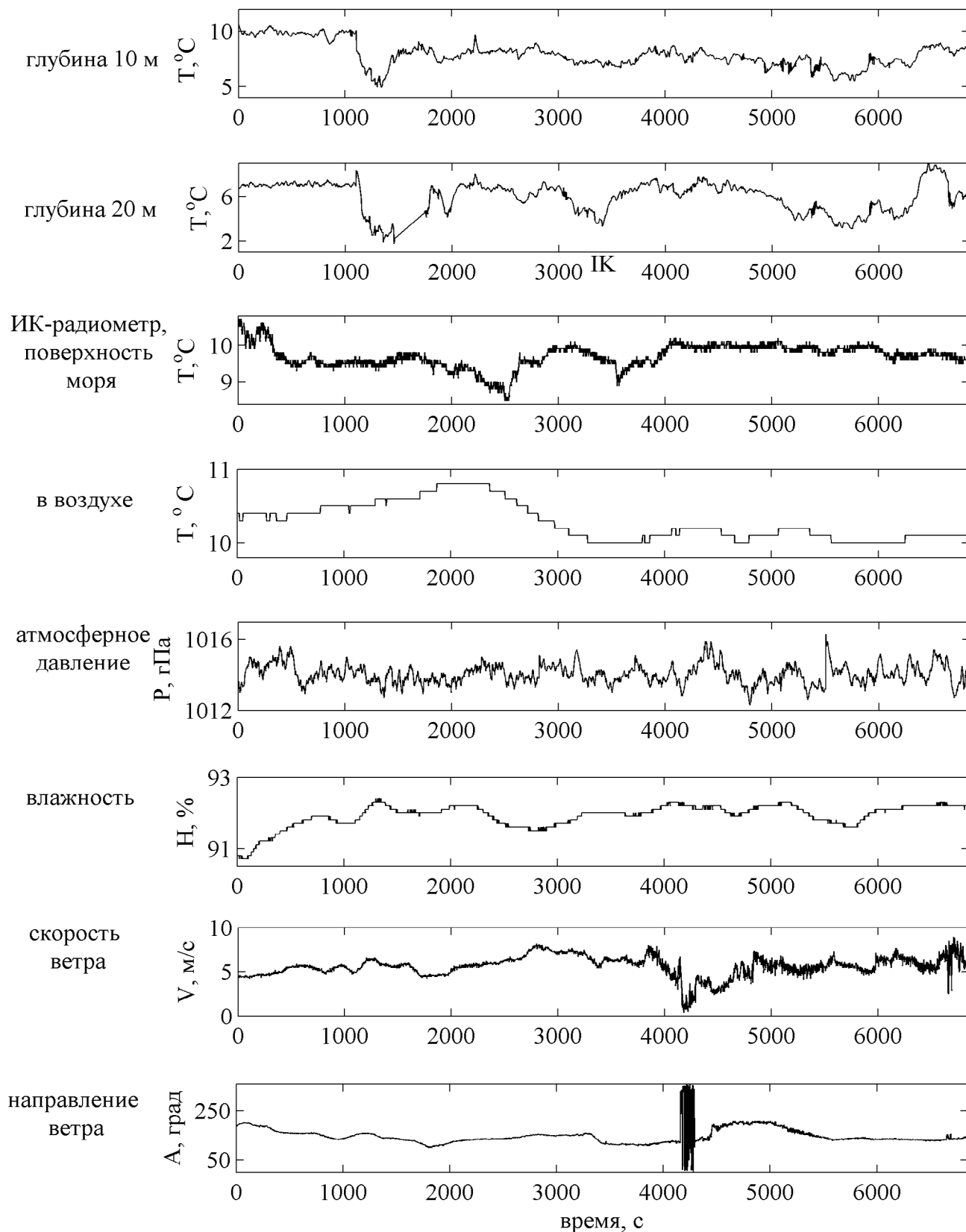


Рис. 4. Измеренные 12.08.2021 г. в течение 1.9 ч от момента времени 11:00 UTC флуктуации температуры морской воды на глубине 10 и 20 м, температуры поверхности моря по данным ИК-радиометра, атмосферного давления, скорости ветра, влажности и температуры воздуха на высоте примерно 22 м над уровнем моря.

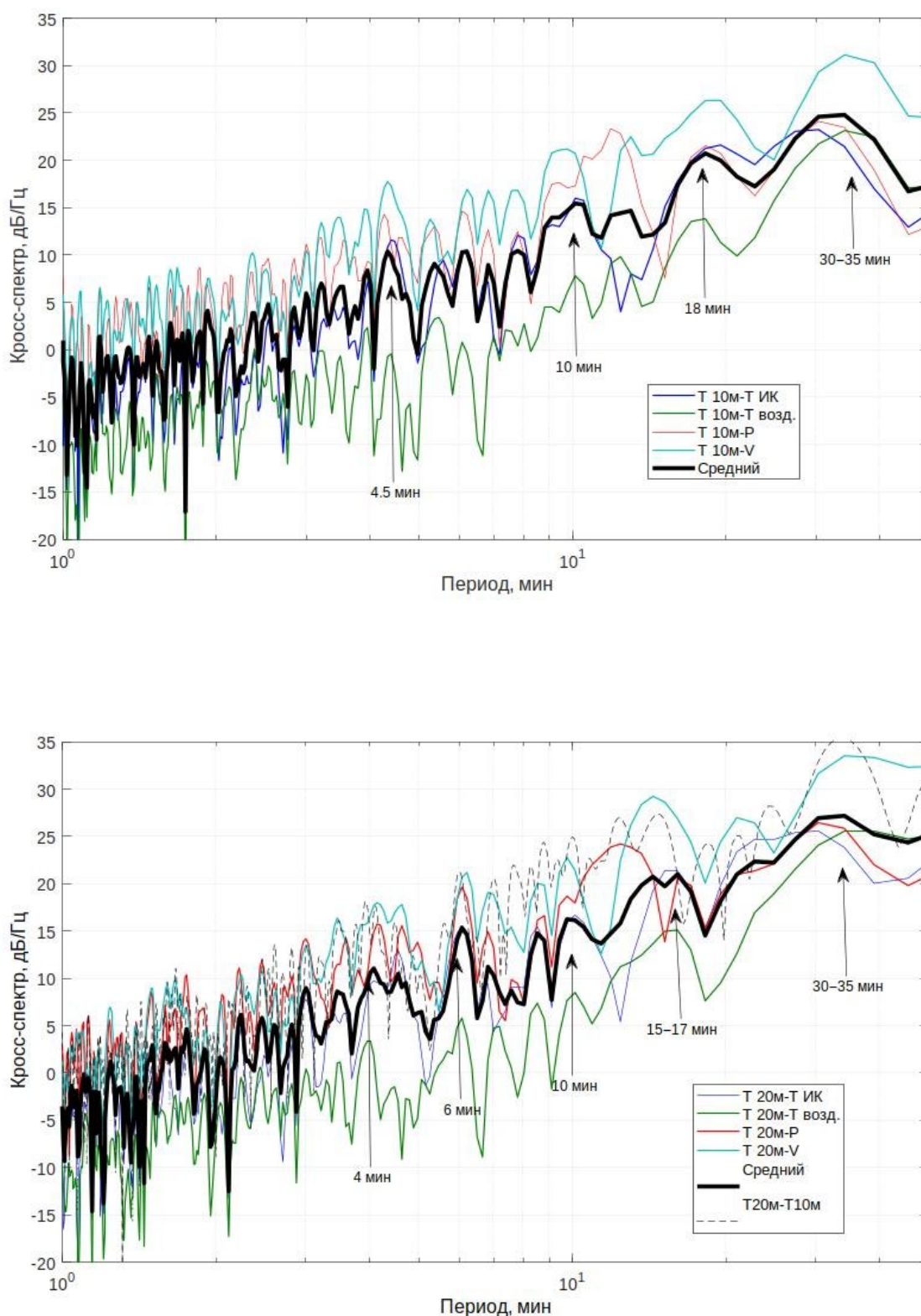


Рис. 5. Взаимные амплитудные кросс-спектры между флуктуациями температуры воды на глубине 10 м (T_{10}) и атмосферного давления (Р), температуры T_{10} и скорости ветра (V), температуры T_{10} и температуры поверхности океана ($T_{ик}$), температуры T_{10} и температуры воздуха ($T_{возд.}$), и средний кросс-спектр для указанных выше 4-х кросс-спектров (жирная черная кривая) (а); Те же кросс-спектры, что и на рис. 5а, только для температуры воды на глубине 20 м. Показан также кросс-спектр между флуктуациями температуры воды на глубинах 10 и 20 м (пунктир).

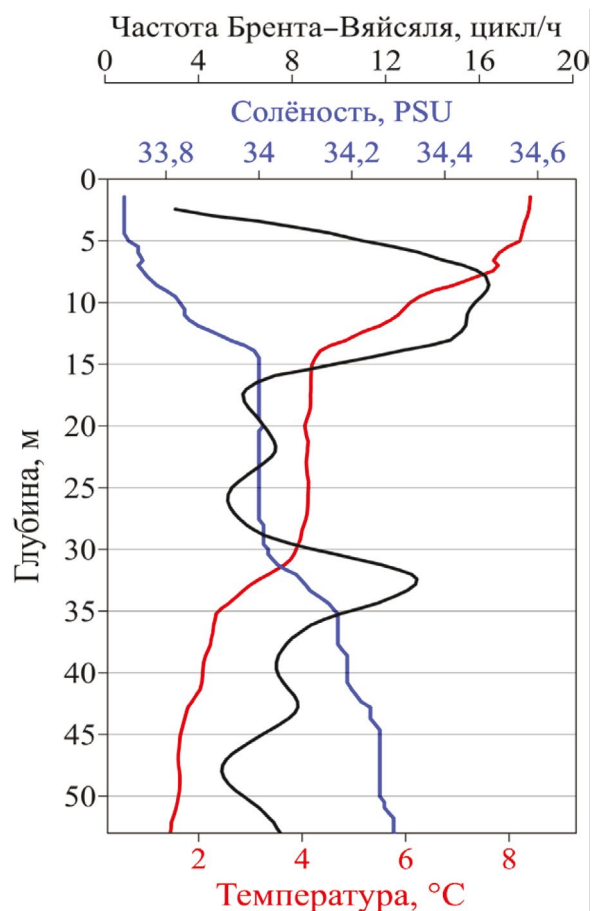


Рис. 6. Вертикальные профили температуры, солёности и частоты Брента–Вэйсёля в период проведения измерений 12 августа 2021 г. на станции 3911.

Периоды колебаний изотерм в 4 мин и 10 мин, которым соответствуют спектральные максимумы на рис. 5, входят в диапазон периодов 3.5–15 мин захваченных высокочастотных внутренних волн в слое до глубины 50 м. Короткопериодные нелинейные внутренние волны наблюдались 12 августа 2021 г. в [Kozlov et al. 2023]. В частности, высокочастотные осцилляции изотерм с частотами 11–12 циклов/ч (периоды 5–5.5 мин) и периодами 10 мин, 15 мин наблюдались на разнесённых друг от друга термокосах. Обнаруживались также и более низкочастотные осцилляции изотерм с периодами около 30 мин. По временному запаздыванию прихода этих осцилляций на разные термокосы были оценены их горизонтальные скорости и направления распространения относительно дрейфующего судна и в неподвижной системе координат. Эти скорости (~ 0.8 – 0.9 м/с) и указанные выше периоды осцилляций изотерм были вызваны наблюдаемыми нелинейными ко-

роткопериодными волнами [Kozlov et al. 2023]. Они типичны также и для внутренних волн, распространяющихся в слое термоклина [Sandven, Johannessen, 1987; Brekhovskikh, Goncharov, 1997; Свергун и др., 2020].

Из наличия общих периодов в кросс-спектрах между флуктуациями температуры воды на разных глубинах и флуктуаций различных метеопараметров на высоте 22 м мы предполагаем, что внутренние волны, распространявшиеся в слое термоклина, генерировали на этих же периодах определенные спектральные компоненты флуктуаций атмосферного давления, скорости ветра и температуры в приповерхностном слое атмосферы. Такая генерация обусловлена тем, что вызванные внутренними волнами в слое термоклина вертикальные смещения частиц среды вызывают флуктуации атмосферного давления вблизи поверхности раздела вода–воздух. Связь вертикальной скорости $w(\vec{x}, z, t)$ в поле внутренних волн малой амплитуды, распространяющихся в устойчиво-стратифицированном слое океана, где $\vec{x} = (x, y)$ — горизонтальные координаты, а z — вертикальная координата, и флуктуаций атмосферного давления $p_a(\vec{x}, t)$ вблизи невозмущенной поверхности океана $z = 0$ осуществляется через граничное условие при $z = 0$ [Miropolsky, 2001, Chapter 6]:

$$\rho \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\partial w}{\partial z} + f^2 \frac{\partial w}{\partial z} - g \Delta_{\perp} w \right)_{z=0} = \frac{\partial \Delta_{\perp} p_a}{\partial t}, \quad (1)$$

где $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ — Лапласиан в горизонтальной плоскости, f — параметр Кориолиса, g — ускорение силы тяжести.

Поле отдельной гравитационной моды в слое термоклина, распространяющейся горизонтально, можно представить в виде $w = W_0(z) \exp(-i\omega t + \vec{k}\vec{x})$, где ω и $\vec{k}$ — соответственно, частота и горизонтальный волновой вектор моды, связанные дисперсионным соотношением, а $W_0(z)$ — амплитуда моды, зависимость которой от глубины z определяется видом профиля $N(z)$ частоты БВ.

В широком частотно-волновом Фурье — спектре флуктуаций атмосферного давления $p_a(\vec{x}, t)$ можно выделить спектральную компоненту $P_a(\omega, k) \exp(-i\omega t + \vec{k}\vec{x})$ с амплитудой $|P_a(\omega, k)|$, связанную граничным условием (1) с амплитудой скорости $W_0(z)$ в волноводной моде. Если ча-

стота ω и волновое число $\vec{k}$ этой спектральной компоненты флуктуаций $p_a(\vec{x}, t)$ близки, соответственно, к частоте ω и волновому числу $\vec{k}$ гравитационной моды в океаническом волноводе, то возникают условия для резонансного взаимодействия этой моды с указанной выше спектральной компонентой флуктуаций атмосферного давления [Mironpolsky, 2001]. Такая резонансная связь возможна благодаря тому, что существенный вклад в частотно-волновой спектр флуктуаций атмосферного давления и скорости ветра вносят атмосферные гравитационные волны, в частности, высокочастотные внутренние волны, распространяющиеся горизонтально в нижнем устойчиво-стратифицированном атмосферном пограничном слое (АПС) [Chunchuzov et al., 2009]. В таком слое температурная инверсия образует волноводный канал для высокочастотных гравитационных волн с типичными периодами в диапазоне от 3 мин до 11 мин, который практически совпадает с диапазоном периодов высокочастотных внутренних волн в слое термоклина. Горизонтальные фазовые скорости атмосферных гравитационных мод низших порядков низки, составляя 2–2,5 м/с, и уменьшаются с ростом номеров этих мод так, что эти скорости для мод достаточно высоких номеров становятся близки к скоростям внутренних волн, распространяющимся в слое термоклина. Это говорит о возможности выполнения резонансных условий (совпадение частот и горизонтальных фазовых скоростей) для столь медленных высокочастотных атмосферных гравитационных волн в устойчиво-стратифицированном АПС над морем и внутренних волн в слое термоклина.

5. АНАЛИЗ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ВАРИАЦИЙ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ ТЕПЛА И ИМПУЛЬСА ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ КАРСКОГО МОРЕА

Внутренние волны в атмосфере и океане вызывают мезомасштабные вариации вертикальных градиентов полей скорости и температуры в этих средах, приводящие к соответствующим вариациям интенсивности турбулентных пульсаций скорости и температуры [Finnigan et al., 1984], а также вертикальных турбулентных потоков импульса и тепла вблизи поверхности океана. Вычисление турбулентных потоков явного (Q_L) и скрытого тепла (Q_H) через поверхность

моря, а также потока импульса и динамической скорости u^* , проводилось по методике, использующих основные положения теории подобия Мони́на—Обухова [Репина, 2007; Тимачев и др., 2008]. Эти потоки, определяемые по ковариации вертикальной скорости с соответствующими метеовеличинами, измерявшимися с шагом в 1 с, усреднялись по скользящему промежутку времени в 10 мин, что позволяло изучать мезомасштабные временные вариации турбулентных потоков с периодами от десятков, минут до нескольких часов. Использовался расчётный метод определения потоков COARE [Fairall et al., 2003].

До настоящего раздела нами были представлены результаты спектрального анализа данных измерений только за 12.08.2021 г. Короткопериодные внутренние волны в слое термоклина наблюдались и в другие дни, в частности, 23.08.2021 г. и 24.08.2021 г. Для этих дней мы проанализировали не только вариации метеопараметров, как для 12.08.2021 г., но и изучили также их связь с временными вариациями турбулентных потоков тепла и импульса в приводном слое атмосферы.

На рис. 7 показаны полученные 23.08.2021 г. в течение 14 часов мезомасштабные вариации турбулентных потоков явного (Q_H) и скрытого тепла (Q_L), динамической скорости u^* , а также осредненные за 10 мин горизонтальная скорость ветра V , температура воздуха (temp), разность температур моря и воздуха (delta) и атмосферное давление (P), полученные по данным метеостанции. Эти вариации получены относительно движущегося судна со средней скоростью в этот день примерно в 1.5 узла или 0.8 м/с.

Мезомасштабные вариации u^* , как видно из рис. 7 (2-я и 3-я панели сверху), хорошо следуют вариациям скорости ветра на высоте 22 м над уровнем моря, следовательно, и вариациям вертикального градиента скорости ветра в приводном слое атмосферы. Из рис. 7 видна также зависимость турбулентных потоков тепла (1-я панель сверху) от разности температур моря и воздуха (delta) (4-я панель сверху).

Аналогичное влияние мезомасштабных вариаций вертикального сдвига скорости ветра и разности температур (delta) на динамическую скорость u^* и вертикальные турбулентные потоки тепла, соответственно, наблюдалось также и 24.08.2021 г. (рис. 8). Основные периоды этих

мезомасштабных вариаций были определены из временных спектров вариаций динамической скорости u^* и турбулентных потоков тепла Q_L , полученных 23.08.2021 г. (рис. 9, слева) и 24.08.2021 г. (рис. 9, справа) в ночной промежуток времени с 00:00 до 06:00 UTC.

В спектрах имеются спектральные пики на общих периодах 20 мин, 25 мин, 35 мин, 1 ч, 3 ч и 4,7 ч, на которых происходит основной вклад колебаний сдвигов скорости ветра и разности температур Δ во временные вариации вертикальных турбулентных потоков импульса и тепла, соответствен-

но. Такой дискретный набор периодов колебаний метеопараметров наблюдался ранее в атмосфере при прохождении через измерительную сеть волновых пакетов атмосферных гравитационных волн, генерируемых на разных частотах регулярными и нерегулярными источниками в атмосфере, такими как солнечный терминатор [Чунгузов и др., 2021], собственные колебания Земли [Shved et al., 2000], метеофронты, струйные течения, неустойчивые сдвиги скорости ветра и др. [Gossard, Hooke, 1975] вместе с многочисленными комбинационными гармониками (с суммарными и раз-

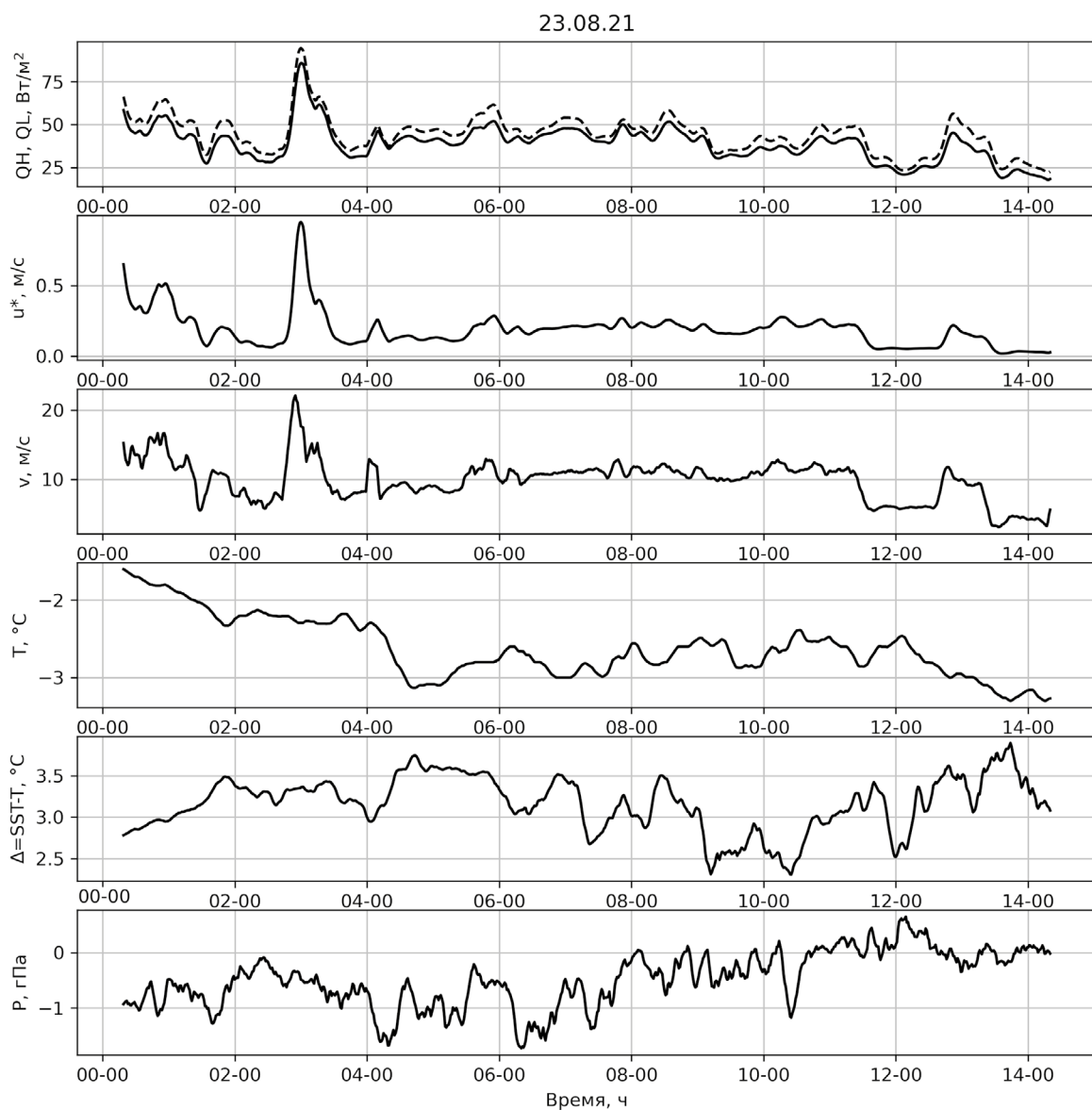


Рис. 7. Мезомасштабные вариации в течение 14 ч 23.08.2021 турбулентных потоков явного (Q_H) и скрытого тепла (Q_L), скорости турбулентного трения u^* , а также осредненные за 10 мин: горизонтальная скорость V , температура воздуха ($temp$), разность температур океана и воздуха (Δ) и атмосферное давление (P).

ностными частотами) этих волн, генерируемых в результате их нелинейных взаимодействий.

На основании указанных выше результатов наблюдения и моделирования влияния внутренних волн на сдвиги скорости течения в океане [Pinkel 2008; Rohrs 2023] и сдвиги скорости ветра в приземном слое атмосферы [Chunchuzov et al. 2009] мы предполагаем, что внутренние волны разных периодов оказывали влияние на турбулентные потоки импульса и тепла вблизи поверхности Карского моря.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен анализ данных контактных измерений температуры морской воды на разных глубинах Карского моря (по данным трех термокос), температуры поверхности моря (с помощью ИК-радиометра) и метеопараметров над поверхностью моря, полученных во время экспедиции в Карское море на научно-исследовательском судне «Академик Иоффе» в августе 2021 г.

Методом когерентного анализа временных флуктуаций температуры морской воды на глу-

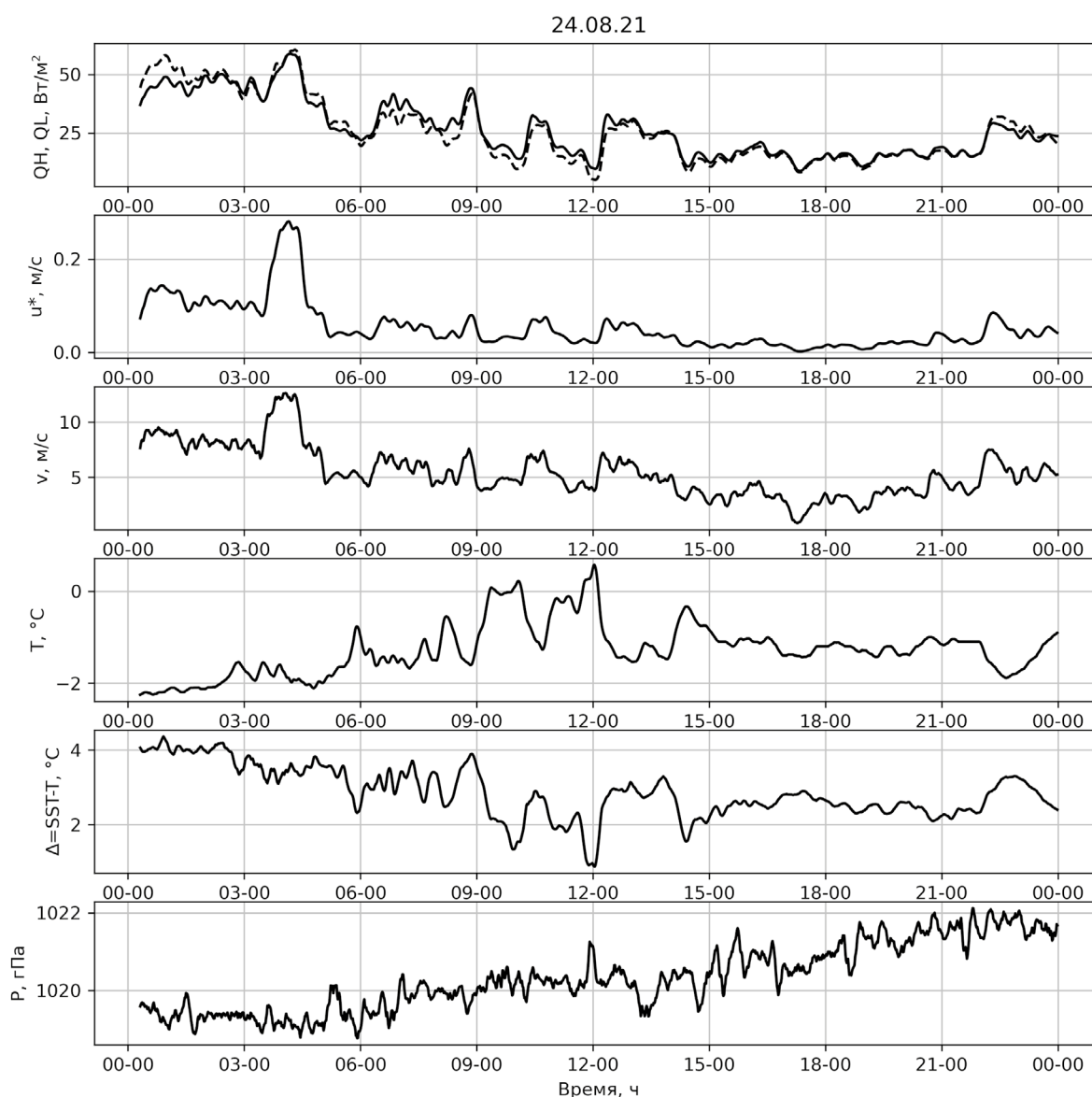


Рис. 8. Мезомасштабные вариации тех же параметров, что и на рис. 7, но полученных за 24 августа 2021 г.

бине 18 м, измеренных одновременно 12.08.2021 г. (станция 3911) тремя разнесенными горизонтально термодатчиками (см. рис. 6) в течение короткого промежутка времени в 22 мин, определены направление и горизонтальная фазовая скорость распространения КВВ относительно дрейфующего судна в диапазоне периодов 40–160 с. Скорости распространения этих волн относительно судна составляли 0.14–0.16 м/с, а относительно неподвижной Земли (с учетом дрейфа судна) волны распространялись на С-В с групповой скоростью примерно 0.46 м/с. Это направление КВВ близко к направлению распространения (на С-В) уединенных нелинейных внутренних волн (солитонов), наблюдавшихся 12 августа в проливе Карские Ворота [Kozlov et al., 2023] и распространявшихся со скоростью 0.8–0.9 м/с, что говорит о том, что высокочастотные внутренние волны и солитон являлись разными составляющими единого волнового пакета. Основным источником генерации

этого волнового пакета были приливные устойчиво-стратифицированные течения, обтекающие рельеф дна в проливе Карские Ворота [Kozlov et al., 2023].

Путем анализа кросс-спектров мезомасштабных флуктуаций температуры поверхности моря с помощью ИК-радиометра, на глубинах 10 и 20 м с помощью термокос и метеопараметров на высоте 22 м было изучено влияние наблюдаемых внутренних волн в Карском море на мезомасштабные (периоды от нескольких минут до нескольких часов) флуктуации метеорологических полей вблизи поверхности моря и вертикальные турбулентные потоки тепла и импульса через поверхность моря в приводный слой атмосферы.

В кросс-спектрах флуктуаций обнаружены общие спектральные максимумы на периодах, лежащих между минимальным периодом БВ (~3.5 мин) и максимальным периодом БВ (15 мин) в морском

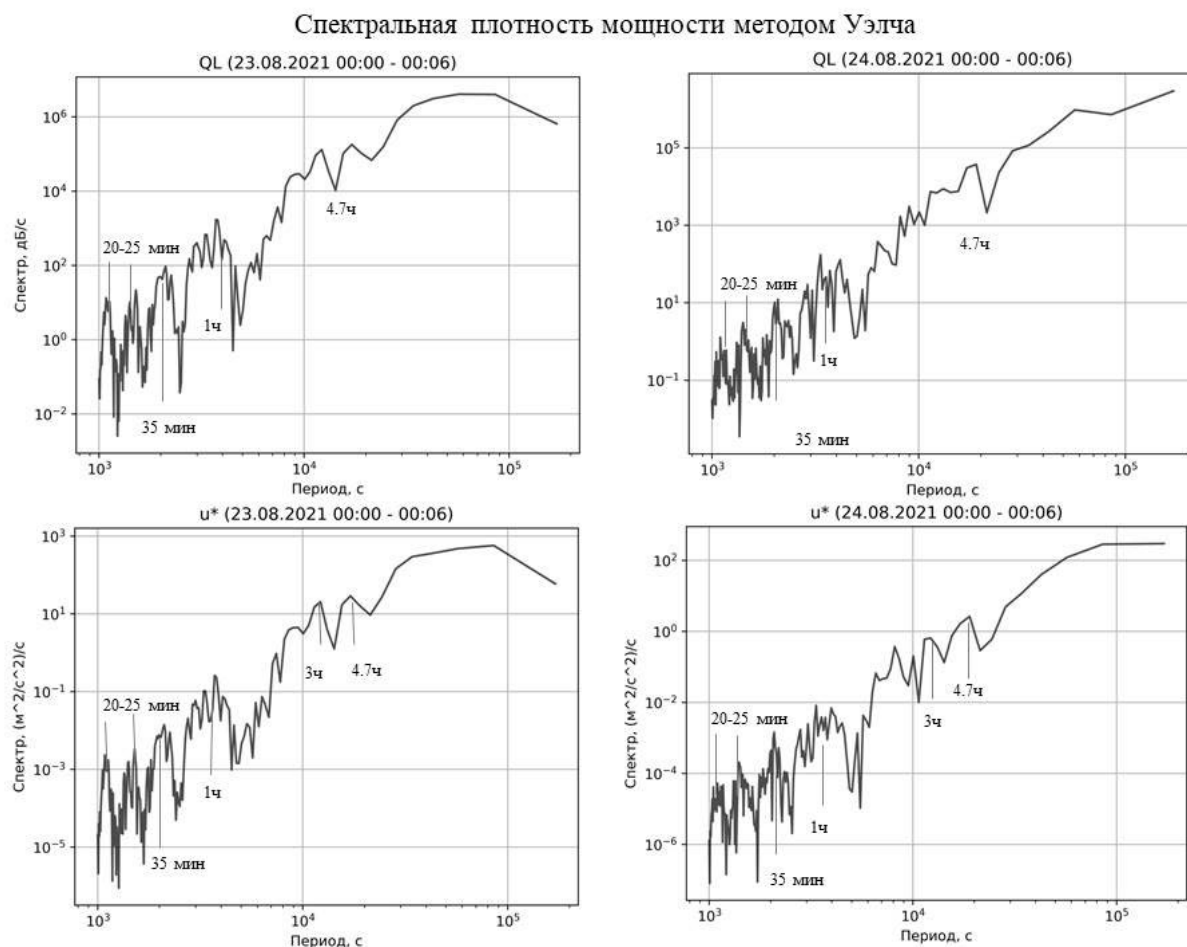


Рис. 9. Временные спектры вариаций динамической скорости u^* и турбулентных потоков тепла Q_L , полученных 23 августа (слева) и 24 августа (справа) 2021 г. с 00:00 до 06:00 UTC.

слое до глубины 25 м. Эти периоды типичны для захваченных внутренних гравитационных волн, распространяющихся как в слое океанического термоклина, так и для атмосферных гравитационных мод в устойчиво-стратифицированном слое нижней тропосферы. В случае, когда в пространственно-временном спектре пульсаций атмосферного давления имеется набор частот и волновых чисел, удовлетворяющих дисперсионным соотношениям захваченных внутренних гравитационных мод в слое термоклина, возникает резонансная связь этих мод с выделенными пульсациями атмосферного давления. Такая резонансная связь, возникающая при совпадении собственных частот и горизонтальных волновых чисел (или горизонтальных фазовых скоростей) волноводных мод в океане и атмосфере объясняет наличие общих спектральных максимумов в кросс-спектрах между флуктуациями температуры воды на разных глубинах, на поверхности моря и метеорологических параметров атмосферы. Однако, предложенный здесь механизм взаимного влияния полей атмосферных и океанических гравитационных мод требует дальнейшего теоретического изучения и экспериментального обоснования.

Было также исследовано влияние мезомасштабных вариаций скорости ветра на высоте 22 м над уровнем моря и разности температур поверхности воды и воздуха (δT) (с периодами от 10 минут до нескольких часов) на вариации турбулентных потоков импульса, явного (Q_H) и скрытого тепла (Q_L) вблизи поверхности моря. На основе полученных временных спектров вариаций турбулентных потоков показано, что основное влияние на эти вариации оказывает дискретный набор колебаний разности температур (δT) и скорости ветра с определенным дискретным набором периодов (20 мин, 25 мин, 35 мин, 1 ч, 3 ч и 4.7 ч) относительно судна. Эти периоды типичны для атмосферных гравитационных волн разных масштабов, распространяющихся в устойчиво-стратифицированном нижнем слое тропосферы и модулирующих на указанных периодах вертикальные градиенты температуры и скорости ветра, а также турбулентные потоки тепла и импульса.

Данная работа была частично поддержана грантом Российского научного фонда (РНФ) №21-17-00021 (Разделы 4 и 5) и частично Научным обществом Нансена (Раздел 1), а так-

же частично выполнялась в рамках темы государственных заданий № FMWE-2024-0016 и № FNNN-2024-0017 (Разделы 3 и 4). Экспедиционные исследования проведены при поддержке научно-образовательной программы «Плавучий университет ИО РАН-МФТИ».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Волков Ю.А., Кузьмин А.В., Репина И.А., Трохимовский Ю.Г. Радиометрические исследования температурного режима поверхности воды в лабораторных условиях // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. № 1. С. 33–52.
- Бондур В.Г., Серебряный А.Н., Замшин В.В., Тарасов Л.Л., Химченко Е.Е. Интенсивные внутренние волны аномальной высоты на шельфе Чёрного моря // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 1. С. 114–127.
- Букатов А. А., Соловей Н. М., Павленко Е. А. Свободные короткопериодные внутренние волны в арктических морях России // Мор. гидрофиз. журн. 2021. Т. 37, № 6. С. 645–658.
- Булатов М.Г., Кравцов Ю.А., Кузьмин А.В., Лаврова О.Ю., Митягина М.И., Раев М.Д., Скворцов Е.И. Микроволновые исследования морской поверхности в прибрежной зоне. М.: КДУ, 2003. 136 с.
- Григоркина Р.Г., Губер П.К., Фукс В.Р. Прикладные методы корреляционного и спектрального анализа крупномасштабных океанологических процессов, Л.: Изд. ЛГУ, 1973. 172 с.
- Доценко С.Ф., Миклашевская Н.А. Генерация поверхностных и внутренних волн в ограниченном бассейне перемещающимся барическим фронтом // Мор. гидрофиз. журн. 2009. № 3. С. 3–18.
- Зимин А.В. Внутренние волны на шельфе Белого моря по данным натурных наблюдений // Океанология. 2012. Т. 52. № 1. С. 16–25.
- Козубская Г.И., Коняев К.В., Плюдман А., Сабинин К.Д. Внутренние волны на склоне желоба острова Медвежий по данным эксперимента Полярный фронт Баренцева моря (BSPF#92) // Океанология. 1999. Т. 39. № 2. С. 165–173.
- Лаврова О.Ю., Митягина М.И., Сабинин К.Д., Серебряный А.Н. Изучение гидродинамических процессов в шельфовой зоне на основе спутниковой информации и данных подспутниковых измерений // Совр. пробл. дист. зонд. Земли из космоса. 2015. Т. 12. № 5. С. 98–129.
- Ланно С.С. Среднемасштабные динамические процессы океана, возбуждаемые атмосферой. М.: Наука. 1979. 181 с.

- Марчук Е.А., Репина И.А., Козлов И.Е., Осадчиев А.А., Степанова Н.Б. Анализ температуры поверхности Карского моря на основе спутниковых данных и данных экспедиции «Плавучий университет-2021» // материалы VII Международной научно-практической конференции. 15–19 мая 2023 г., Сб. Научн. тр. Майкоп, 2023 г. Ч. 2. стр. 63–65.
- Морозов Е.Г., Нейман В.Г., Щербинин А.Д. Внутренний прилив в проливе Карские Ворота // Докл. РАН. 2003. Т. 393. № 5. С. 688–690.
- Поверхностные и внутренние волны в арктических морях / Под ред. И.В. Лавренова, Е.Г. Морозова. СПб.: Гидрометеиздат. 2002. 360 с.
- Репина И.А., Артамонов А.Ю., Варенцов М.И., Хавина Е.М. Взаимодействие атмосферы и океана в Северном Ледовитом океане по данным измерений в летне-осенний период // Росс. Арктика. 2019. № 7. С. 49–61.
- Репина И.А. Методы определения турбулентных потоков над морской поверхностью. — М.: ИКИ РАН, 2007. 36 с.
- Сабинин К.Д., Становой В.В. Интенсивные полусуточные внутренние волны в Карском море // Поверхностные и внутренние волны в арктических морях / Под ред. И.В. Лавренова, Е.Г. Морозова. СПб.: Гидрометеиздат, 2002. С. 265–279.
- Сабинин К.Д., Серебряный А.Н. «Горячие точки» в поле внутренних волн в океане // Акустич. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 410–436.
- Свергун Е.И., Зимин А.В., Атаджанова О.А., Коник А.А., Зубкова Е.В., Козлов И.Е. Изменчивость фронтальных разделов и короткопериодные внутренние волны в Баренцевом и Карском морях по данным спутниковых наблюдений за тёплый период 2007 года // Совр. пробл. дист. зонд. Земли из космоса. 2018. Т. 15. №4. С. 181–188.
- Свергун Е.И., Зимин А.В., Атаджанова О.А., Жегулин Г.В., Романенков Д.А., Коник А.А., Козлов И.Е. Короткопериодные внутренние волны в прибрежной зоне Баренцева моря по данным контактных и спутниковых наблюдений // Фунд. и приклад. гидрофизика. 2020. Т. 13, № 4. С. 78–86.
- Тимачев В.Ф., Иванов Б.В., Репина И.А. Теплообмен между атмосферой и ледовым покровом // Труды ААНИИ. 2008. Т. 447. С. 140–155.
- Чунчузов И.П., Куличков С.Н., Попов О.Е., Перепёлкин В.Г., Зайцева Д.В., Сомских В.М. Волновые возмущения атмосферного давления и скорости ветра в тропосфере, связанные с солнечным терминатором // Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 2021. Т. 57. № 6. С. 1–15.
- Brekhovskikh L.M., Goncharov V.V. Mechanics of Continua and Wave Dynamics // 1994. Springer, 1994. 342 pp.
- Chanona M., Waterman S. Temporal variability of internal wave-driven mixing in two distinct regions of the Arctic Ocean // J. of Geophys. Res.: Oceans. 2020. V. 125. №. 10. P. 1–23.
- Chunchuzov I.P., Kulichkov S.N., Perepelkin V., Ziemann A., Arnold K., Kniffka A. Mesoscale variations in acoustic signals induced by atmospheric gravity waves // J. Acoust. Soc. Am. 2009. V. 125. № 2. P. 651–663.
- Chunchuzov I.P. and Kulichkov S.N. Infrasound propagation in an anisotropic fluctuating atmosphere // UK: Cambridge Scholar Publishing, 2020. 356 pp.
- Fairall C.W., Bradley E.F., Hare J. E., Grachev A.A. and Edson J.B. Bulk parameterization of air–sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm // J. Climate. 2003. V. 16. № 4. P. 571–591.
- Fer I., Koenig Z., Kozlov I.E., Ostrowski M., Rippeth T.P., & Padman L., et al. Tidally forced lee waves drive turbulent mixing along the Arctic Ocean margins // Geophys. Res. Letters. 2020. V. 47. № 16. e2020GL088083.
- Fine E.C., Cole S.T. Decadal observations of internal wave energy, shear, and mixing in the western Arctic Ocean // J. of Geophys. Res.: Oceans. 2022. V. 127. №. 5. e2021JC018056.
- Finnigan J.J., Einaudi F. and Fua D. The Interaction between an Internal Gravity Wave and Turbulence in the Stably-Stratified Nocturnal Boundary Layer // J. Atmos. Sci., 1984. V. 41. № 16. P. 2409–2436.
- Gaisky P.V. and Kozlov I.E. Thermoprofilemeter for Measuring the Vertical Temperature Distribution in the Upper 100-Meter Layer of the Sea and its Testing in the Arctic Basin // Ecological Safety of Coastal and Shelf Zones of Sea. 2023. V. 1. P. 137–145.
- Harms I.H. and Karcher M.J. «Modeling the seasonal variability of the hydrography and circulation in the Kara Sea» // J. Geophys. Res.: Oceans., 1999. V. 104. № 6. P. 13431–13448.
- Ivanov V., Varentsov M., Matveeva T., Repina I., Artamonov A., Khavina E. Arctic Sea Ice Decline in the 2010s: The Increasing Role of the Ocean–Air Heat Exchange in the Late Summer // Atmos., 2019. V. 10. №. 4. P. 184.
- Kozlov I., Kudryavtsev V.N., Zubkova E.V., Zimin A.V. and Chapron B. Characteristics of short-period internal waves in the Kara Sea // Izv. Atmospheric and Oceanic Physics, 2015. V. 51, P. 1073–1087.
- Kozlov I.E., Kopyshov I.O., Frey D.I., Morozov E.G., Medvedev I.P., Shiryborova A.I., Silvestrova K.P., Gavrikov A.V., Ezhova E., Soloviev D.M., Plotnikov E.V., Zhuk V.R., Gaisky P.V., Osadchiev A.A., Stepanova N.B. Multi-Sensor Observations Reveal Large-Amplitude Nonlinear Internal Waves in the Kara Gates, Arctic Ocean // Rem. Sens., 2023. V. 15. № 24. P. 5769.
- Kozlov I.E., Atadzhanova O.A., Zimin A.V. Internal solitary waves in the White Sea: hot-spots, structure, and kine-

- matrics from multi-sensor observations // *Rem. Sens.* 2022. V. 14. № 19. P. 4948.
- Kopyshov I.O., Kozlov I.E., Shiryborova A.I., Myslenkov S.A.* Properties of Short-Period Internal Waves in the Kara Gates Strait Revealed from Spaceborne SAR Data // *Russian Journal of Earth Sciences*, 2023. V. 23. № 5. P. ES0210.
- Leonov A.I., Miropolsky Yu. Z.* Resonant excitation of internal gravity waves in the ocean by atmospheric pressure fluctuations// *Izv. Atmos. and Ocean Phys.* 1973. V. 9. № 8. P. 480–485.
- Le Pichon A. and Cansi Y.* PMCC for Infrasound Data Processing. // *InfraMatics*. 2003. V. 2. P. 1–9.
- Li Q., Wu H., Yang H., Zhang Z.* A numerical simulation of the generation and evolution of nonlinear internal waves across the Kara Strait // *Acta Ocean. Sinica*. 2019. V. 38. № 5. P. 1–9.
- McClimans T.A., Johnson D.R., Krosshavn M., King S.E., Carroll J., Grenness O.* Transport processes in the Kara Sea // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. № 6. P. 14121–14139.
- Miropolsky Yu. Z.* Dynamics of the Internal Gravity Waves in the Ocean. Boston: Kluwer Academic Publishers. 2001. 752 P.
- Morozov E.G., Kozlov I.E., Shchuka S.A., Frey D.I.* Internal tide in the Kara Gates Strait // *Oceanology*. 2017. V. 57. №1. P. 8–18.
- Morozov E.G., Marchenko A.V., Filchuk K.V., Kowalik Z., Marchenko N.A., Ryzhov I.V.* Sea ice evolution and internal wave generation due to a tidal jet in a frozen sea // *Applied Ocean Res.* 2019. V. 87. P. 179–191.
- Pinkel R.* Advection, Phase Distortion, and the Frequency Spectrum of Finescale Fields in the Sea. // *J. Physical Oceanography*. 2008. V. 38, P. 291–313.
- Röhrs J., Halsne T., Sutherland G., Dagestad K.-F., Hole L.R., Brostrom G., Christensen K. H.* Current shear and turbulence during near-inertial wave // *Frontiers in Marine Science*. 2023. V. 10.
- Sandven S. and Johannessen O.M.* High-frequency internal wave observations in the marginal ice zone // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 6912–6920.
- Serebryany A., Khimchenko E., Popov O., Denisov D., Kenigsberger G.* Internal Waves Study on a Narrow Steep Shelf of the Black Sea Using the Spatial Antenna of Line Temperature Sensors // *J. Mar. Sci. Eng.* 2020. V. 8. P. 833.
- Shved G.M., Petrova L.N., Polyakova O.S.* Penetration of the Earth's free oscillations into the atmosphere // *Ann. Geophys.* 2000. V. 18. P. 566–572.
- Silvestrova K., Myslenkov S.A., Puzina O., Miziuk A., Bykhalova O.* Water Structure in the Utrish Nature Reserve (Black Sea) during 2020–2021 According to Thermistor Chain Data // *Journal of Marine Science and Engineering*, 2023. V.11. P. 887.
- <https://asf.alaska.edu>
- Vihma T., Pirazzini R., Fer I., Renfrew I. A., Sedlar J., Tjernström M., Lüpkes C., Nygård T., Notz D., Weiss J., Marsan D., Cheng B., Birnbaum G., Gerland S., Chechin D. and Gascard J.C.* Advances in understanding and parameterization of small-scale physical processes in the marine Arctic climate system: a review // *Atmos. Chem. Phys.*, 2014. V. 14. P. 9403–9450.

STUDY OF THE CHARACTERISTICS OF INTERNAL WAVES IN THE KARA SEA AND THEIR INFLUENCE ON TURBULENT HEAT AND MOMENTUM FLUXES OVER THE SEA SURFACE

E. A. Marchuk^{1,*}, I. P. Chunchuzov^{1,**}, O. E. Popov¹, I. A. Repina^{1,2}, I. E. Kozlov³,
K. P. Silvestrova⁴, A. A. Osadchiv⁴, N. B. Stepanova^{4,5}, U. M. Johannessen⁶

¹*Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Moscow, 119017, Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Research Computing Center, Moscow, 119234, Russia*

³*Marine Hydrophysical Institute, Sevastopol, 299011, Russia*

⁴*Shirshov Institute of Oceanology, Moscow, 117997, Russia*

⁵*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141700, Russia*

⁶*Nansen Scientific Society, Bergen 5006, Norway*

*e-mail: murchuk-ekaterin@mail.ru

**e-mail: igor.chunchuzov@gmail.com

The paper is devoted to the study of the characteristics of internal waves in the Kara Sea and their interaction with the atmosphere, in particular, their influence on the turbulent momentum and heat fluxes in the surface layer of the atmosphere. The direction and horizontal velocity of propagation of short-period internal waves in the Kara Gate Strait were calculated. Cross-spectra of mesoscale fluctuations of water temperature at the sea surface, at depths of 10 and 20 m, and meteorological parameters at 22 m height were analyzed. Common spectral maxima at periods characteristic of the trapped internal gravity modes propagating in the thermocline layer and atmospheric gravity modes in the stably-stratified layer of the lower troposphere are revealed. A possible mechanism of influence of the observed gravity modes in the thermocline layer on mesoscale fluctuations of meteorological parameters (with periods from 10 min to several hours) and turbulent fluxes of momentum, apparent and latent heat in the surface layer of the atmosphere is proposed.

Keywords: internal waves, turbulent fluxes, spectral analysis, generation mechanism, Kara Sea

УДК 551.466.8

ВЛИЯНИЕ НЕТРАДИЦИОННОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ НА ПЕРЕНОС ИМПУЛЬСА ВНУТРЕННИМИ ВОЛНАМИ В СДВИГОВОМ ПОТОКЕ

© 2024 г. А. А. Слепышев^{a,*}, М. А. Шадт^b

^aМорской гидрофизический институт РАН, ул. Капитанская, 2, Севастополь, 299011, Россия

^bФилиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Севастополе,
ул. Героев Севастополя, 7, Севастополь, 299001, Россия

*e-mail: slep55@mail.ru

Поступила в редакцию 12.09.2023 г.

После доработки 20.05.2024 г.

Принята к публикации 10.07.2024 г.

В приближении Буссинеска рассматриваются свободные внутренние волны в плоскопараллельном стратифицированном потоке при учете вращения Земли. Рассматривается аналитически разрешимая модель с линейным профилем скорости течения и однородной стратификацией, когда волна распространяется перпендикулярно потоку. Показано, что учет вклада горизонтальной составляющей угловой скорости вращения Земли в силу Кориолиса (нетрадиционное приближение) практически не изменяет дисперсионные кривые, однако вертикальный волновой поток импульса $\overline{uw}$ несколько увеличивается. Эффект усиливается при приближении к экватору. В нетрадиционном приближении вертикальный поток импульса $\overline{uw}$ не нулевой даже при отсутствии течения, в то время как в традиционном приближении он равен нулю.

Ключевые слова: внутренние волны, волновой поток импульса, сила Кориолиса

DOI: 10.31857/S0002351524050035 EDN: HYEKQK

1. ВВЕДЕНИЕ

Внутренние волны около инерционной частоты имеют ярко выраженный пик на энергетических спектрах и исследование их динамики в этом спектральном диапазоне открыл ряд интересных эффектов [Бадулин и др., 1991; Saint-Guiluy, 1970; Каменкович и Кулаков, 1977; Ле Блон и Майсек, 1981; Gerkema and Shrira, 2005]. При отказе от традиционного приближения, т.е. при учете вклада горизонтальной составляющей угловой скорости вращения Земли в силу Кориолиса внутренние волны существуют при частоте, меньшей инерционной [Бадулин и др., 1991; Saint-Guiluy, 1970; Каменкович и Кулаков, 1977; Ле Блон и Майсек, 1981; Gerkema and Shrira, 2005; Резник, 2015]. Их называют субинерционными внутренними волнами. Частотный диапазон их существования тем шире, чем слабее стратификация, поэтому они и заметно проявляются в верхнем квазиоднородном слое и на больших глубинах [Бадулин и др., 1991; Gerkema and Shrira, 2005]. Субинерционные внутренние волны захватываются областями со

слабой стратификацией, где частота плавучести меньше инерционной [Бадулин и др., 1991; Gerkema and Shrira, 2005]. При приближении их частоты к минимально возможной вертикальный и горизонтальный масштабы волны стремятся к нулю [Бадулин и др., 1991; Gerkema and Shrira, 2005], что указывает на возможность диссипации энергии в малые масштабы, например при распространении субинерционных внутренних волн на горизонтально-неоднородных течениях или вследствие влияния β -эффекта. Суперинерционные внутренние волны, частота которых в нетрадиционном приближении несколько больше инерционной могут переходить в субинерционные вследствие широтного изменения параметра Кориолиса и далее в малые масштабы, будучи захваченными слоем слабой стратификации [Gerkema and Shrira, 2005]. В настоящей работе будет рассмотрено влияние нетрадиционного приближения на вертикальный перенос импульса внутренними волнами. Причем, будут рассмотрены внутренние волны с частотой заметно большей инерционной при сильной стратификации. Ясно,

что на дисперсионных свойствах этих волн нетрадиционное приближение никак не скажется [Каменкович и Кулаков, 1977]. Но на вертикальный перенос импульса этими волнами нетрадиционное приближение оказывает влияние. Даже более того, в случае, когда вертикальный волновой поток импульса в традиционном приближении нулевой, в нетрадиционном приближении он окажется не нулевым.

Нелинейные эффекты при распространении пакетов внутренних волн проявляются в генерации средних на временном масштабе волны течений. Горизонтальная компонента эйлеровой скорости индуцированного течения пропорциональна квадрату текущей амплитуды волны, вертикальная компонента пропорциональна горизонтальному градиенту квадрата амплитуды и имеет разные знаки на переднем и заднем фронте пакета и вклада в вертикальный перенос не вносит [Борисенко и др., 1976; Grimshaw, 1977]. Стоксов дрейф следует отличать от индуцированного эйлерового течения, он присутствует и в слабонелинейной плоской волне [Ле Блон и Майсек, 1981; Longuet-Higgins, 1969]. Суммарная скорость дрейфа частиц жидкости складывается из суммы эйлеровой скорости среднего течения и скорости стокова дрейфа [Ле Блон и Майсек, 1981].

Для пакетов поверхностных волн показано, что суммарный средний импульс волнового пакета, проинтегрированный по глубине с учетом индуцированного течения и стокова дрейфа равен нулю [Езерский и Папко, 1986; Фабрикант, 1988; Степанянц и Фабрикант, 1996; Мак-Интайр, 1984]. Однако переданный волновому пакету импульс при его генерации (квазиимпульс [Езерский и Папко, 1986; Фабрикант, 1988; Степанянц и Фабрикант, 1996] или псевдоимпульс в [Островский и Потапов, 2003]) передается длинноволновым возмущениям с масштабом порядка огибающей волнового пакета, генерируемым волновым пакетом [Фабрикант, 1988]. Горизонтальный поток импульса не равен нулю [Мак-Интайр, 1984]. В настоящей работе исследуется вертикальный поток импульса у внутренних волн при учете вращения Земли.

Внутренние волны в океане являются важным фактором, определяющим вертикальный обмен в океане. Это связано с тем, что при обрушении внутренних волн генерируется мелкомасштабная

турбулентность, которая и ответственна за вертикальный обмен [Подымов и др., 2017; Самодуров и др., 1994; Охотников и Пантелеев, 1985]. Однако внутренние волны не только через обрушения влияют на вертикальный перенос. Сдвиги скорости течения, обусловленные внутренней волной, могут поддерживать уже сгенерированную турбулентность [Ivanov et al, 1984]. При учете турбулентной вязкости и диффузии внутренние волны затухают [Ле Блон и Майсек, 1981]. Вертикальные волновые потки импульса при этом отличны от нуля [Слепышев, 2016]. Вертикальные волновые потоки импульса отличны от нуля даже при отсутствии турбулентной вязкости и диффузии при учете вращения Земли и сдвигового течения [Слепышев и Лактионова, 2019; Анкудинов и Слепышев, 2021]. Если компонента скорости течения, перпендикулярная направлению распространения волны, зависит от вертикальной координаты, то вертикальные волновые потоки импульса отличны от нуля. Это было показано аналитически в работе [Слепышев и Лактионова, 2019] для плоскопараллельного сдвигового течения при однородной стратификации, когда волна распространяется перпендикулярно потоку в традиционном приближении. Уравнение для амплитуды вертикальной скорости тогда имеет комплексные коэффициенты, частота волны при фиксированном волновом числе — действительная, а собственная функция — комплексная и вертикальные волновые потоки импульса отличны от нуля. Однако в [Слепышев и Лактионова, 2019] пренебрегалось горизонтальным изменением средней плотности, т.е. рассматривался геострофически несбалансированный поток. Вертикальный градиент скорости течения не был сбалансирован горизонтальным градиентом плотности. Представляет интерес учесть горизонтальную неоднородность поля средней плотности в уравнении сохранения массы, выразив указанный горизонтальный градиент плотности через вертикальный сдвиг скорости течения, используя соотношение «термического ветра» [Каменкович, 1973], как это было сделано в работе [Jones, 1967]. Кроме того, еще представляет интерес учесть вклад горизонтальной составляющей угловой скорости вращения Земли в силу Кориолиса, т.е. изучить влияние нетрадиционного приближения на вертикальные волновые потоки импульса.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматриваются свободные внутренние волны на плоскопараллельном стратифицированном течении с вертикальным сдвигом скорости в безграничном бассейне постоянной глубины при учете вращения Земли в нетрадиционном приближении. Скорость течения зависит от вертикальной координаты и направлена на восток. Система уравнений гидродинамики в приближении Буссинеска [Jones, 1967; Миропольский, 1981] для волновых возмущений имеет вид:

$$\frac{Du}{Dt} + w \frac{dU_0}{dz} + f_c w - f v = -\frac{1}{\bar{\rho}_0} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + f u = -\frac{1}{\bar{\rho}_0} \frac{\partial P}{\partial y}, \quad (2)$$

$$\frac{Dw}{Dt} - f_c u = -\frac{1}{\bar{\rho}_0} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{g\rho}{\bar{\rho}_0}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} + v \frac{\partial \rho_0}{\partial y} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$f = 2\Omega \sin \varphi, \quad f_c = 2\Omega \cos \varphi,$$

где Ω — угловая скорость вращения Земли, φ — широта, f — параметр Кориолиса; ось x направлена в зональном направлении на восток, ось y в меридиональном направлении на север, ось z направлена вертикально вверх; u, v, w — соответственно две горизонтальные и вертикальная компоненты волновой скорости течения; P и ρ — волновые возмущения давления и плотности; ρ_0 — невозмущенная средняя плотность, $\bar{\rho}_0$ — ее средняя по глубине величина, постоянная в приближении Буссинеска [Миропольский, 1981; Бреховских и Гончаров, 1982], $U_0(z)$ — скорость среднего течения, направленная вдоль оси x ; g — ускорение свободного падения; действие оператора $\frac{D}{Dt}$ раскрывается по формуле $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (u + U_0) \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$. В уравнении сохранения массы (5) учитывается горизонтальный градиент средней плотности $\frac{\partial \rho_0}{\partial y}$, как это сделано в работе [Jones, 1967]. Используя соотно-

шение «термического ветра» $f \frac{dU_0}{dz} = \frac{g}{\bar{\rho}_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial y}$ [Каменкович, 1973], выразим $\frac{\partial \rho_0}{\partial y}$ через вертикальный градиент скорости течения $\frac{dU_0}{dz}$:

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial y} = \frac{f}{g} \bar{\rho}_0 \frac{dU_0}{dz}. \quad (6)$$

После подстановки (6) в (5) уравнение для волновых возмущений плотности преобразуется к виду:

$$\frac{D\rho}{Dt} + v \frac{f}{g} \bar{\rho}_0 \frac{dU_0}{dz} + w \frac{d\rho_0}{dz} = 0. \quad (7)$$

Граничные условия на поверхности моря ($z = 0$) — условие «твёрдой крышки», которое отфильтровывает внутренние волны от поверхностных [Миропольский, 1981; Бреховских и Гончаров, 1982]: $w(0) = 0$. Граничные условия на дне — условие «непротекания»: $w(H) = 0$, $-H$ — глубина моря.

Линейное приближение. Решения системы (1) — (4), (7) в линейном приближении ищем в виде:

$$u_1 = u_{10}(z) A e^{i\theta} + \text{с.с.}, \quad v_1 = v_{10}(z) A e^{i\theta} + \text{с.с.}, \\ w_1 = w_{10}(z) A e^{i\theta} + \text{с.с.},$$

$$P_1 = P_{10}(z) A e^{i\theta} + \text{с.с.}, \quad \rho_1 = \rho_{10}(z) A e^{i\theta} + \text{с.с.}, \quad (8)$$

где с.с. — комплексно сопряженные слагаемые, A — амплитудный множитель, θ — фаза волны; $\partial \theta / \partial y = l$, $\partial \theta / \partial t = -\omega$, l — горизонтальное волновое число, ω — частота волны. Предполагается, что волна распространяется вдоль оси y , т.е. в меридиональном направлении.

Подставляя (8) в систему (1)–(4) и уравнение (7) находим связь амплитудных функций $u_{10}, v_{10}, \rho_{10}, P_{10}$ с w_{10} и уравнение для w_{10}

$$v_{10} = \frac{i}{l} \frac{dw_{10}}{dz}, \quad (9)$$

$$u_{10} = -\frac{1}{\omega} \left(\frac{f}{l} \frac{dw_{10}}{dz} + i w_{10} \frac{dU_0}{dz} + i f_c w_{10} \right),$$

$$\frac{P_{10}}{\bar{\rho}_0} = \frac{i}{l} \left[\omega \frac{dw_{10}}{dz} - \frac{f}{\omega} \left(i \frac{dU_0}{dz} w_{10} + i f_c w_{10} + \frac{f}{l} \frac{dw_{10}}{dz} \right) \right], \quad (10)$$

$$\rho_{10} = -\frac{i}{\omega} w_{10} \frac{d\rho_0}{dz} + \frac{f}{gl\omega} \bar{\rho}_0 \frac{dU_0}{dz} \frac{dw_{10}}{dz}. \quad (11)$$

Функция w_{10} удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 w_{10}}{dz^2} + a(z) \frac{dw_{10}}{dz} + b(z) w_{10} = 0, \quad (12)$$

где
$$a(z) = -\frac{2ilf}{\omega^2 - f^2} \left(f_c + \frac{dU_0}{dz} \right),$$

$$b(z) = \frac{l^2}{\omega^2 - f^2} \left(N^2 - \omega^2 + f_c \frac{dU_0}{dz} + f_c^2 - \frac{if}{l} \frac{d^2 U_0}{dz^2} \right),$$

$$N^2 = -\frac{g}{\bar{\rho}_0} \frac{d\rho_0}{dz} - \text{квадрат частоты Брента–Вайсяля.}$$

Граничные условия для w_{10} :

$$w_{10}(0) = w_{10}(H) = 0. \quad (13)$$

Волновые потоки импульса. Из соотношений (8)–(9) находим вертикальные волновые потоки импульса:

$$\overline{uw} = -\frac{|A|^2}{\omega} \left(iw_{10} \frac{dU_0}{dz} + if_c w_{10} + \frac{f}{l} \frac{dw_{10}}{dz} \right) w_{10}^* + c.c., \quad (14)$$

$$\overline{vw} = \frac{i}{l} |A|^2 \left(w_{10}^* \frac{dw_{10}}{dz} - w_{10} \frac{dw_{10}^*}{dz} \right). \quad (15)$$

Черта сверху в (14), (15) означает осреднение по периоду волны. Вертикальный волновой поток импульса $\overline{uw}$ отличен от нуля при учете вращения Земли. Краевая задача (12), (13) имеет комплексные коэффициенты и комплексные решения. Поэтому поток $\overline{vw}$ не нулевой. При $\frac{dU_0}{dz} = 0$ и $f_c = 0$ уравнение (12) имеет действительные коэффициенты и действительные решения, поэтому в этом случае вертикальный волновой поток импульса $\overline{vw}$ равен нулю. Если вращение Земли не учитывать, то уравнение (12) имеет действительные коэффициенты, решение краевой задачи (12), (13) — действительная функция и вертикальные волновые потоки импульса нулевые. Если волна распространяется под произвольным углом к плоскопараллельному потоку, то при отсутствии учета вращения Земли решение краевой задачи, аналогичной (12), (13) — действительная функция в гидродинамически устойчивом случае [Bulatov and Vladimirov, 2020], когда число Ричардсона больше 1/4, частота волны действительная и вертикальный волновой поток импульса равен нулю.

Нормирующий множитель A находится по известной величине максимальной амплитуды вертикальных смещений. Для этого выразим вертикальное смещение ζ , используя соотношение $\frac{d\zeta}{dt} = w$:

$$\zeta = \frac{iw_{10}}{\omega} A \exp(ikx - i\omega t) + c.c.$$

Отсюда следует

$$A = \frac{\zeta_{\max}}{2 \max |w_{10} / \omega|}. \quad (16)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Уравнение (12) допускает точные аналитические решения при постоянной частоте Брента–Вайсяля и постоянном сдвиге скорости течения. В этом случае $N = \text{const}$, $\frac{dU_0}{dz} = U_{00} = \text{const}$, $U_0(z) = U_{00} \cdot (z - H)$, $H < 0$. Тогда уравнение (12) упрощается к виду:

$$\frac{d^2 w_{10}}{dz^2} + ia_0 \frac{dw_{10}}{dz} + b_0 w_{10} = 0, \quad (17)$$

где

$$a_0 = -\frac{2lf}{\omega^2 - f^2} (f_c + U_{00}),$$

$$b_0 = \frac{l^2}{\omega^2 - f^2} (N^2 - \omega^2 + f_c U_{00} + f_c^2). \quad (18)$$

Решение краевой задачи (13), (17) имеет вид:

$$w_{10}(z) = e^{-\frac{ia_0 \cdot z}{2}} \cdot \sin \left(z \sqrt{\frac{a_0^2}{4} + b_0} \right). \quad (19)$$

При этом справедливо дисперсионное уравнение, вытекающее из граничного условия (13) при $z = H$:

$$H \sqrt{\frac{a_0^2}{4} + b_0} = -\pi n, \quad (20)$$

здесь учтено, что $H < 0$, n — целое положительное число.

Отсюда

$$\frac{a_0^2}{4} + b_0 = \left(\frac{\pi n}{H} \right)^2. \quad (21)$$

Преобразуем выражение (18) для b_0 следующим образом:

$$\begin{aligned} b_0 &= \frac{l^2}{\omega^2 - f^2} (N^2 - \omega^2 + f_c U_{00} + f_c^2) = \\ &= \frac{l^2}{\omega^2 - f^2} (N^2 - f^2 + f^2 - \omega^2 + f_c U_{00} + f_c^2) = \quad (22) \\ &= l^2 \left[-1 + \frac{1}{\omega^2 - f^2} (N^2 - f^2 + f_c U_{00} + f_c^2) \right]. \end{aligned}$$

Введем обозначение:

$$R = \frac{1}{\omega^2 - f^2}. \quad (23)$$

Тогда

$$b_0 = l^2 \left[-1 + R(N^2 - f^2 + f_c U_{00} + f_c^2) \right], \quad (24)$$

$$a_0 = -2lfR(f_c + U_{00}). \quad (25)$$

Подставим выражения для b_0 (24) и a_0 (25), в уравнение (21), получим квадратное уравнение для R :

$$\begin{aligned} l^2 R^2 (f_c + U_{00})^2 f^2 + \quad (26) \\ + l^2 \left[-1 + R(N^2 - f^2 + f_c U_{00} + f_c^2) \right] - \left(\frac{\pi n}{H} \right)^2 = 0. \end{aligned}$$

Уравнение (26) преобразуем к виду:

$$R^2 + 2dR - p = 0, \quad (27)$$

$$\text{где } d = \frac{N^2 - f^2 + f_c U_{00} + f_c^2}{2(f_c + U_{00})^2 f^2}, \quad p = \frac{1 + \left(\frac{\pi n}{Hl} \right)^2}{(f_c + U_{00})^2 f^2}.$$

Решение уравнения (27):

$$R = -d \pm \sqrt{d^2 + p}. \quad (28)$$

Рассмотрим положительный корень уравнения (27), так как рассматриваются внутренние волны с частотой $\omega > f$:

$$R = -d + \sqrt{d^2 + p}. \quad (29)$$

Подставляя выражение для R (23) в (29), находим квадрат частоты волны:

$$\omega^2 = f^2 + \frac{D}{\sqrt{B^2 + 4D \left(1 + \frac{\pi^2 n^2}{l^2 H^2} \right)} - B}, \quad (30)$$

где n — номер моды, $D = 4f^2(f_c + U_{00})^2$,

$$B = 2(N^2 + f_c U_{00} + f_c^2 - f^2).$$

При $U_{00} \rightarrow 0$, $f_c \rightarrow 0$ дисперсионное соотношение (30) переходит в известное соотношение для однородной стратификации (31) [Ле Блон и Майсек, 1981; Миропольский, 1981; Бреховских и Гончаров, 1982], соответствующий предельный переход выполнен в Приложении:

$$\omega^2 = \frac{N^2 l^2 + f^2 \left(\frac{\pi n}{H} \right)^2}{l^2 + \left(\frac{\pi n}{H} \right)^2}. \quad (31)$$

Из (14), (15), используя (19), находим вертикальные волновые потоки импульса:

$$\overline{uw} = -\frac{A^2 f \chi}{\omega l} \cdot \sin(2\chi z), \quad (32)$$

$$\overline{vw} = \frac{A^2 a_0}{l} \sin^2(\chi z), \quad (33)$$

$$\text{где } \chi = \sqrt{\frac{a_0^2}{4} + b_0} = \left| \frac{\pi n}{H} \right|.$$

Нормирующий множитель A находится по известной максимальной амплитуде вертикальных смещений $\zeta_{\max}$ (16):

$$A = \frac{\omega \zeta_{\max}}{2 \max |\sin(\chi z)|}.$$

На рис. 1 показаны дисперсионные кривые первых трех мод, рассчитанные по формуле (30) при $N = 5$ цикл/ч, $H = -100$ м, $U_{00} = 2 \times 10^{-3}$ с⁻¹ на широте $\varphi = 44^\circ 50'$ при учете f_c и при его неучете, когда $f_c = 0$ (параметры модели соответствуют северо-западному шельфу Черного моря в летний период). Из рисунка видно, что f_c практически не влияет на дисперсионные кривые. Вертикальные волновые потоки импульса рассчитываются для внутренней волны низшей моды при длине волны $\lambda = 100$ м, $\zeta_{\max} = 1$ м. Вертикальный волновой поток импульса $\overline{uw}$ (32) показан на рис. 2 как при учете f_c , так и при его неучете, ког-

да $f_c = 0$. Из рисунка видно, что f_c никак не влияет на вертикальный волновой поток импульса $\overline{uw}$. Аналогичные расчеты сделаны для потока $\overline{vw}$ (33). Результат сравнения этого потока при учете и неучете f_c представлен на рис. 3. При учете f_c (кривая 1) волновой поток $\overline{vw}$ несколько больше по абсолютной величине потока при $f_c = 0$ (кривая 2). Указанные расчеты делались в горизонтально-неоднородном по средней плотности случае, т.е. когда в уравнении (5) $\frac{\partial \rho_0}{\partial y} \neq 0$. Представляет интерес сравнить волновые потоки импульса в горизонтально-однородном случае,

когда $\frac{\partial \rho_0}{\partial y} = 0$ (как это делалось в работе [Слепышев и Лактионова, 2019]) и в горизонтально-неоднородном случае. На рис. 4 представлен профиль вертикального волнового потока импульса $\overline{uw}$ в горизонтально-неоднородном случае (кривая 1) и в горизонтально-однородном случае (кривая 2). В горизонтально-неоднородном случае поток $\overline{uw}$ выше почти в два раза. Представляет интерес рассмотреть влияние течения на вертикальные волновые потоки импульса. На рис. 5 показан вертикальный профиль потока импульса $\overline{vw}$ при наличии течения (сплошная кривая) и при его отсутствии (штриховая линия), когда $U_{00} = 0$ в нетрадиционном приближении. Присутствие течения заметно усиливает поток импульса. В традиционном приближении поток импульса $\overline{vw}$ равен нулю при отсутствии течения, так как в (33) тогда $a_0 = 0$. Таким образом, вертикальный поток импульса $\overline{vw}$ не нулевой даже при отсутствии течения в нетрадиционном приближении. Поток импульса $\overline{uw}$ при отсутствии течения практически не отличается от потока при наличии течения.

Касаясь влияния f_c на волновой поток $\overline{vw}$ представляет интерес исследовать влияние широты на относительную разность потоков $\overline{vw}$ при учете f_c и при неучете f_c . Пусть $\overline{vw}_0$ — вертикальный волновой поток импульса при $f_c = 0$. Введем величину η по формуле:

$$\eta = \frac{\max |\overline{vw}| - \max |\overline{vw}_0|}{\max |\overline{vw}|} \cdot 100\%,$$

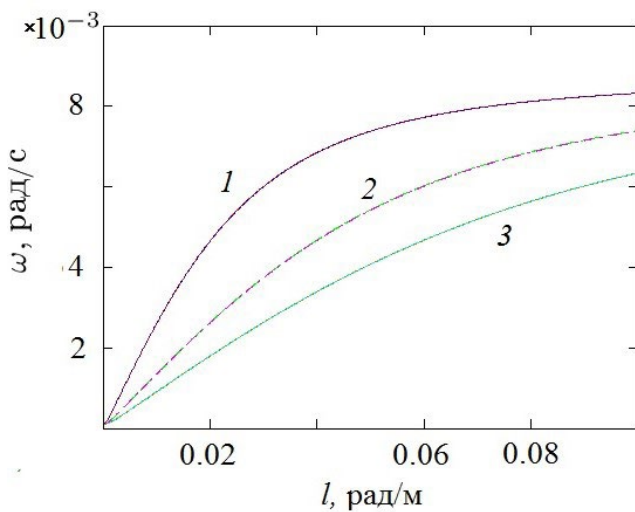


Рис. 1. Дисперсионные кривые первых трех мод.

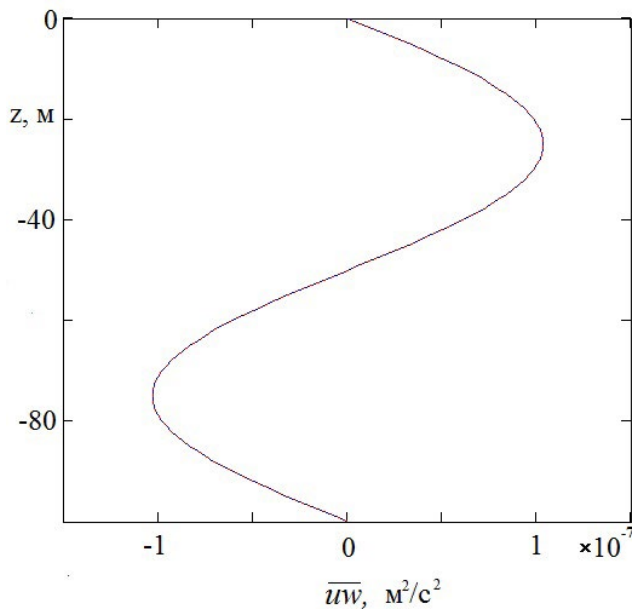


Рис. 2. Профиль вертикального волнового потока импульса $\overline{uw}$ с учетом и без учета f_c .

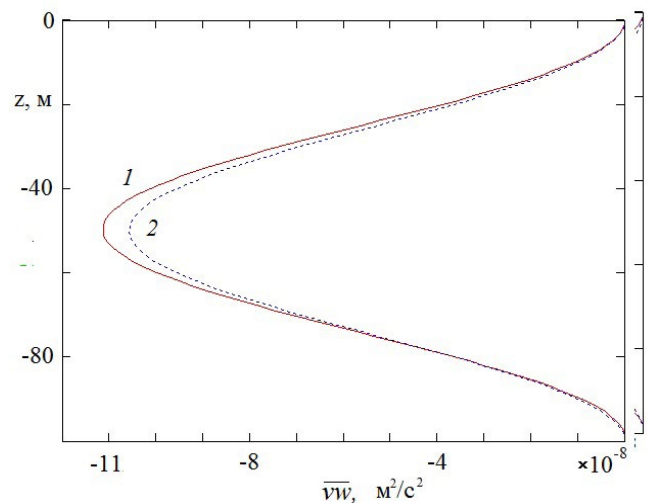


Рис. 3. Профили вертикального волнового потока импульса $\overline{vw}$ с учетом f_c (1) и без его учета (2).

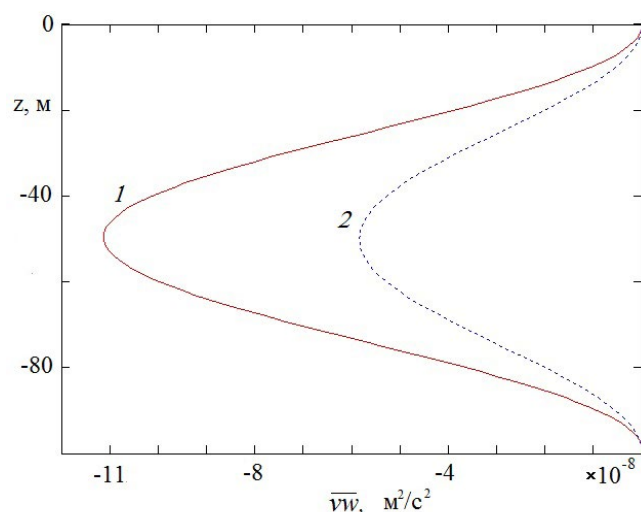


Рис. 4. Профили вертикального волнового потока импульса $\overline{v\omega}$ в горизонтально-неоднородном (1) и горизонтально-однородном (2) по средней плотности случае.

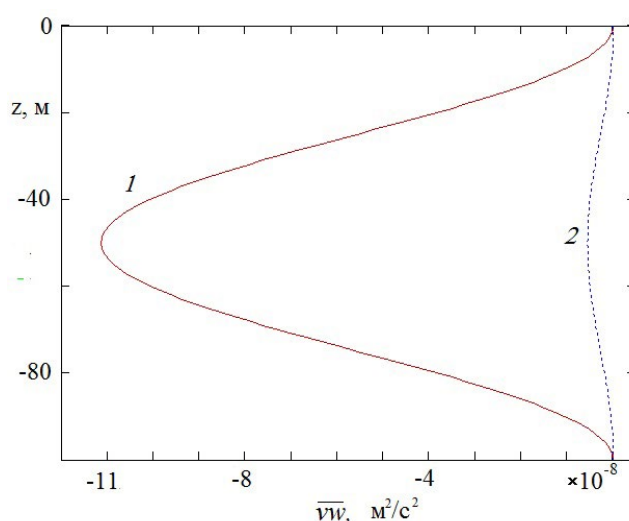


Рис. 5. Зависимость от вертикальной координаты волнового потока импульса $\overline{v\omega}$ при наличии течения (1) и при его отсутствии (2).

тогда величина η — относительное отличие максимумов модулей потоков $\overline{v\omega}$ при учете f_c и при неучете f_c . На рис. 6 представлен график зависимости η от широты в горизонтально-неоднородном случае. Величина η достигает максимума в окрестности экватора и монотонно спадает к полюсам, хотя сами потоки стремятся к нулю при приближении к экватору.

4. ВЫВОДЫ

1. Вертикальный волновой поток импульса $\overline{v\omega}$ у инерционно-гравитационных внутренних волн при наличии сдвигового течения, перпендикулярного направлению распространения волны отличен от нуля.

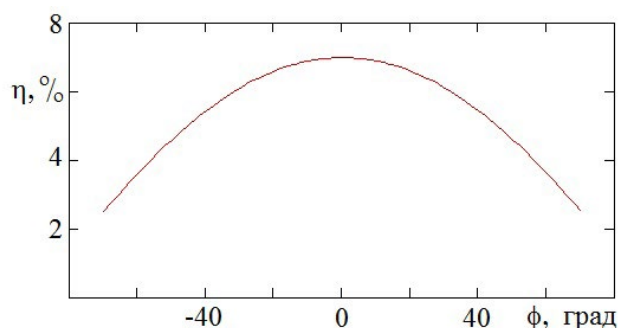


Рис. 6. Зависимость от широты относительного отклонения максимумов модулей потока $\overline{v\omega}$ с учетом f_c и без его учета.

2. Учет вклада горизонтальной составляющей угловой скорости Земли в силу Кориолиса несколько увеличивает по абсолютной величине волновой поток импульса $\overline{v\omega}$. Вертикальный волновой поток импульса $\overline{u\omega}$ практически не изменяется. Дисперсионные кривые также практически не меняются.

3. При приближении к экватору влияние горизонтальной составляющей угловой скорости Земли на волновой поток импульса $\overline{v\omega}$ усиливается.

4. Учет горизонтальной неоднородности поля средней плотности почти в два раза увеличивает поток импульса $\overline{v\omega}$.

5. Вертикальный волновой поток импульса $\overline{v\omega}$ отличен от нуля в нетрадиционном приближении и при отсутствии течения, в то время как в традиционном приближении он тогда нулевой. Однако течение заметно усиливает вертикальный волновой поток импульса $\overline{v\omega}$ и практически не сказывается на потоке $\overline{u\omega}$.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме FNNN-2021-0004 «Фундаментальные исследования процессов, определяющих потоки вещества и энергии в морской среде и на ее границах, состояние и эволюцию физической и биогеохимической структуры морских систем в современных условиях» (шифр «Океанологические процессы»).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Дисперсионное соотношение (30) имеет вид:

$$\omega^2 = f^2 + \frac{D}{\sqrt{B^2 + 4D\left(1 + \frac{\pi^2 n^2}{l^2 H^2}\right)} - B}, \quad (\text{П1})$$

где n — номер моды, $D = 4f^2(f_c + U_{00})^2$,

$$B = 2(N^2 + f_c U_{00} + f_c^2 - f^2).$$

Покажем, что при $U_{00} \rightarrow 0$, $f_c \rightarrow 0$ дисперсионное соотношение (П1) переходит в известное соотношение для однородной стратификации (31). Вынесем в знаменателе дроби в (П1) величину B за скобки:

$$\omega^2 = f^2 + \frac{D}{B \left[\sqrt{1 + 4 \frac{D}{B^2} \left(1 + \frac{\pi^2 n^2}{l^2 H^2}\right)} - 1 \right]}. \quad (\text{П2})$$

Введем безразмерный параметр α :

$$\alpha = 4 \frac{D}{B^2} \left(1 + \frac{\pi^2 n^2}{l^2 H^2}\right) = \left(1 + \frac{\pi^2 n^2}{l^2 H^2}\right) \times \frac{4f^2(f_c + U_{00})^2}{(N^2 + f_c U_{00} + f_c^2 - f^2)^2}. \quad (\text{П3})$$

Тогда дисперсионное соотношение (П3) приобретает вид:

$$\omega^2 = f^2 + \frac{D}{B \left[\sqrt{1 + \alpha} - 1 \right]}. \quad (\text{П4})$$

При $U_{00} \rightarrow 0$, $f_c \rightarrow 0$ параметр α стремится к нулю и справедливо разложение с точностью до членов первого порядка по α :

$$\sqrt{1 + \alpha} \approx 1 + \frac{\alpha}{2}. \quad (\text{П5})$$

Подставляя (П5) в (П4) получаем:

$$\omega^2 = f^2 + \frac{2D}{\alpha B}. \quad (\text{П6})$$

Подставим α в (П6):

$$\omega^2 = f^2 + \frac{D}{\frac{2BD}{B^2} \left(1 + \frac{\pi^2 n^2}{l^2 H^2}\right)} = f^2 + \frac{B}{2 \left(1 + \frac{\pi^2 n^2}{l^2 H^2}\right)}. \quad (\text{П7})$$

Подставим B в (П7):

$$\omega^2 = f^2 + \frac{2(N^2 + f_c U_{00} + f_c^2 - f^2)}{2 \left(1 + \frac{\pi^2 n^2}{l^2 H^2}\right)}. \quad (\text{П8})$$

Сделаем в (П8) предельный переход $U_{00} \rightarrow 0$, $f_c \rightarrow 0$, получим:

$$\begin{aligned} \omega^2 &= f^2 + \frac{N^2 - f^2}{1 + \frac{\pi^2 n^2}{l^2 H^2}} = \frac{N^2 + \frac{\pi^2 n^2}{l^2 H^2} f^2}{1 + \frac{\pi^2 n^2}{l^2 H^2}} = \\ &= \frac{N^2 l^2 + \frac{\pi^2 n^2}{H^2} f^2}{l^2 + \frac{\pi^2 n^2}{H^2}}. \end{aligned} \quad (\text{П9})$$

Получено дисперсионное соотношение (31) для однородной стратификации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Анкудинов Н.О., Слепышев А.А. Вертикальный перенос импульса внутренними волнами в двумерном потоке // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2021. № 3. С. 39–47.
- Бадулин С.И., Василенко В.М., Яремчук М.И. Об особенности интерпретации квазиинерционных движений на примере данных эксперимента Мегаполигон // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1991. Т. 27. № 6. С. 638–647.
- Борисенко Ю.Д., Воронович А.Г., Леонов А.И., Миропольский Ю. 3. К теории нестационарных слабонелинейных внутренних волн в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1976. Т. 12. №3. С. 293–301
- Бреховских Л.М., Гончаров В.В. Введение в механику сплошных сред. М.: Наука. 1982. 337 с.
- Езерский А.Б., Папко В.В. Лабораторное исследование крупномасштабных потенциальных течений, индуцируемых пакетом поверхностных волн // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. Т. 22. № 9. С. 979–986.
- Каменкович В.М., Кулаков А.В. К вопросу о влиянии вращения на волны в стратифицированном океане // Океанология. 1977. Т. 17. № 3. С. 400–410.
- Каменкович В.М. Основы динамики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1973. С. 128.

- Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане. М.: Мир, 1981. Ч. 1. 480 с. Ч. 2. 363 с.
- Мак-Интайр М. Миф о «волновом импульсе» // Современная гидродинамика. Успехи и проблемы. М.: Мир, 1984. С. 454–476.
- Миропольский Ю.З. Динамика внутренних гравитационных волн в океане. Л.: Гидрометеиздат. 1981. 302 с.
- Островский Л.А., Потапов А.И. Введение в теорию модулированных волн. М.: Физматлит, 2003. С. 92.
- Охотников И.Н., Пантелеев Н.А. Сдвиговая неустойчивость внутренних волн и вертикальный обмен в океане // Морской гидрофизический журнал. 1985. № 3. С. 13–20.
- Подымов О.И., Зацепин А.Г., Островский А.Г. Вертикальный турбулентный обмен в черноморском пикноклине и его связь с динамикой вод // Океанология. 2017. Т. 57. № 4. С. 546–559. <https://doi.org/10.7868/S0030157417040049>
- Резник Г.М. Волновые движения в устойчиво-нейтрально стратифицированном океане // Океанология. 2015. Т. 55. № 6. С. 875–882.
- Самодуров А.С., Любичский А.А., Пантелеев Н.А. Вклад опрокидывающихся внутренних волн в структурообразование, диссипацию энергии и вертикальную диффузию в океане // Морской гидрофизический журнал. 1994. № 3. С. 14–27.
- Слепышев А.А., Лактионова Н.В. Вертикальный перенос импульса внутренними волнами в сдвиговом потоке // Изв. РАН Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 6. С. 194–200.
- Слепышев А.А. Вертикальный перенос импульса внутренними волнами при учете турбулентной вязкости и диффузии // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52. № 3. С. 342–349.
- Степанянц Ю.А., Фабрикант А.Л. Распространение волн в сдвиговых потоках. М.: Наука. Физматлит, 1996. 240 с.
- Фабрикант А.Л. Импульс волнового пакета в среде и индуцированные средние течения. Препринт № 183 ИПФ АН СССР. Горький, 1988. 20 с.
- Bulatov V.V., Vladimirov Yu.V. Dynamics of internal gravity waves in the ocean with shear flows // Russian Journal of Earth Sciences. 2020. V. 20. ES4004. doi:10.2205/2020ES000732
- Gerkema T., Shrira V.I. Near-inertial waves in the ocean: beyond the traditional approximation // J. Fluid Mech. 2005. V. 52. P. 195–219.
- Gerkema T., Shrira V.I. Near-inertial waves on the “non-traditional” b-plane // Journal Geophys. Res. 2005. V.110. C01003. Doi:10.1029/2004JC002519
- Grimshaw R. The modulation of an internal gravity wave packet and the resonance with the mean motion // Stud. In Appl. Math. 1977. V. 56. P. 241–266. doi.org/10.1002/sapm1977563241
- Ivanov A.V., Ostrovsky L.A., Soustova I.A., Thimring L.Sh. Interaction of internal waves and turbulence in the upper layer of the ocean // Dynamics of Atmospheres and Ocean. 1984. V. 3. № 7. P. 221–232
- Jones W.L. Propagation of internal waves in fluids with shear flow and rotation // J. Fluid Mech. 1967. V. 30. Pt. 3. P. 439–448. doi:10.1017/S0022112067001521
- Longuet-Higgins M.S. On the transport of mass by time varying ocean current // Deep-Sea Research 1969. V. 16. № 5. P. 431–447. doi.org/10.1016/0011-7471(69)90031-X
- Saint-Guilly, B. On internal waves: Effects of the horizontal component of the Earth's rotation and of a uniform current // Dtsch. Hydrogr. Z. 1970. V. 23. P. 16–23.

INFLUENCE OF THE NON-TRADITIONAL APPROXIMATION ON MOMENTUM TRANSFER BY INTERNAL WAVES IN A SHEAR FLOW

A. A. Slepyshev^{1, *}, M. A. Schadt²

¹*Marine Hydrophysical Institute, Russian Academy of Science, Kapitanskaya str., 2, Sevastopol, 299011 Russia*

²*Sevastopol Campus of Lomonosov Moscow state University,
Geroyev Sevastopola str., 7, Sevastopol, 299001 Russia*

**e-mail: slep55@mail.ru*

The Boussinesq approximation considers free internal waves in a plane-parallel stratified flow, taking into account the Earth's rotation. An analytically resolvable model with a linear flow velocity profile and uniform stratification is considered, when the wave propagates perpendicular to the flow. It is shown that taking into account the contribution of the horizontal component of the angular velocity of the Earth's rotation due to the Coriolis force (non-traditional approximation) practically does not change the dispersion curves, however, the vertical wave momentum flux $\overline{vw}$ increases slightly. The effect intensifies as you approach the equator. In the non-traditional approximation, the vertical momentum flux is not zero even in the absence of flow, while in the traditional approximation it is zero.

Keywords: internal waves, wave momentum flux, Coriolis force

УДК 551.510.42

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ ВБЛИЗИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГА С 2016 ПО 2021 гг.

© 2024 г. К. А. Шпак*, Е. Ю. Небосько, Д. В. Ионов

*Санкт-Петербургский государственный университет,
Университетская наб. 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия*

**e-mail: k.shpak@spbu.ru*

Поступила в редакцию 19.03.2024 г.

После доработки 04.06.2024 г.

Принята к публикации 10.07.2024 г.

В работе представлены результаты измерений оптических характеристик аэрозоля с помощью солнечного фотометра и нефелометра с 2016 по 2021 гг., выполненных на станции атмосферного мониторинга в Петергофе (59.88°с.ш., 29.83°в.д.). Измерения были сопоставлены с данными реанализа MERRA-2. Показано, что в регионе наблюдается межсезонная изменчивость показателя Ангстрема, характеризующаяся низкими значениями в холодное время года и высокими – в теплое. Аналогичный, но менее выраженный годовой ход имеет доля обратного рассеяния излучения. Среднее значение коэффициента замутнения за рассматриваемый период меньше 0.10, что позволяет определить станцию наблюдений как фоновую. С использованием модели HYSPLIT определено происхождение воздушных масс, формирующих состояние атмосферного воздуха на наблюдательной станции, в случаях реализации предельных значений измеренных коэффициентов рассеяния и параметра Ангстрема. Воздушные массы, приходящие с северо-западного направления, соответствуют чистому и влажному воздуху с морской акватории и проявляются в минимальных значениях измеренных параметров. Максимальные значения коэффициента рассеяния ассоциируются с мелкодисперсным аэрозолем, поступающим в атмосферу как от региональных источников эмиссий (городские загрязнения с территории Санкт-Петербурга), так и в результате трансграничного переноса с юго-западных направлений.

Ключевые слова: коэффициент рассеяния, параметр Ангстрема, атмосферный аэрозоль, нефелометр, солнечный фотометр

DOI: 10.31857/S0002351524050046 **EDN:** HYBQST

1. ВВЕДЕНИЕ

Аэрозольные частицы являются важной составляющей атмосферной среды. Активно взаимодействуя с компонентами атмосферы в ходе процессов коагуляции и облакообразования, участвуя в химических реакциях, поглощении и рассеянии солнечного излучения, аэрозоль влияет на погоду и изменения климата в региональном и глобальном масштабах. Степень вовлеченности атмосферного аэрозоля в те или иные процессы зависит от размера, формы, химического состава и количества частиц. В этой связи непрерывное наблюдение за изменением характеристик атмосферного аэрозоля в целях изучения их взаимосвязи с различными климатическими па-

раметрами является одной из важнейших задач физики атмосферы. Данные мониторинга оптических характеристик аэрозоля используются как для определения его радиационных свойств, так и для получения косвенной оценки микрофизических параметров аэрозольных частиц [Ångström, 1929; Eck et al., 1999; Delene et Ogren, 2002; Hansen et al., 2000; Mikhailov et al., 2006; Tami et al., 2006; Andreae and Rosenfeld, 2008; Jung et al., 2013; Smith and Bond, 2014].

Исследование изменчивости содержания основных газовых составляющих и аэрозолей является главной целью создания атмосферной мониторинговой станции в ресурсном центре (РЦ) «Геомодель» Санкт-Петербургского госу-

дарственного университета [напр., Timofeyev et al, 2016; Фока и др, 2019]. Наблюдательная вышка расположена в городе Петергоф (59.88° с.ш., 29.83° в.д.), в 29 километрах к юго-западу от центра Санкт-Петербурга, численность населения которого превышает пять миллионов человек. Окрестности таких крупных мегаполисов характеризуются накоплением загрязнений в атмосферном воздухе, обусловленных интенсивными выбросами промышленных предприятий и автомобильного транспорта. Ввиду особенностей своего географического расположения и в зависимости от метеорологических условий (в частности, направления ветра и высоты пограничного слоя), Петергоф периодически оказывается в зоне выноса загрязнённых воздушных масс с территории Санкт-Петербурга, что приводит к чередованию городских и фоновых условий на рассматриваемой исследовательской станции [Власенко и др, 2019, 2023; Ионов и Поберовский, 2020].

За последнее десятилетие проанализирован достаточно большой объем данных измерений аэрозольных характеристик, выполнявшихся в Петергофе, как в приземном слое (например, концентрации углеродсодержащих компонентов, твердых частиц), так и в столбе атмосферы (например, аэрозольная оптическая толща (АОТ), параметр Ангстрема) [Свириденков и др., 2014, 2017; Волкова и др., 2018, 2020; Власенко и др., 2019]. На основе многолетних наблюдений выявлены некоторые сезонные особенности аэрозольной изменчивости. Согласно исследованиям на основе данных измерений термооптическим анализатором отношение органического (ОС) к элементарному (ЕС) углероду имеет летний максимум, превышающий минимальные зимние значения почти в 3 раза, и совпадающий по времени с пиком вегетационного периода. Для ЕС характерны минимальные концентрации летом, а для ОС наименьшие значения зарегистрированы в холодный сезон [Власенко и др, 2019, 2023]. Анализ данных измерений массовых концентраций PM_{10} , $PM_{2.5}$ и PM_{10} с использованием аэрозольного спектрометра GRIMM показал сильную межсуточную изменчивость с преобладающим количеством частиц размером меньше 1 мкм. Наибольшие значения концентрации PM_{10} (около 8 мкг/м³) наблюдаются в зимнее время. [Волкова и др., 2020]. Измерения, выполненные за первые 4 года работы солнечного фотометра CIMEL CE 318

международной сети наблюдений AERONET, начиная с 2013 года, в целом хорошо согласуются с данными измерений аэрозольных характеристик на близлежащих станциях сети [Dubovik et al., 2000a, Волкова и др., 2018]. С 2012 года с помощью нефелометра TSI Model 3563 Integrating Nephelometer стали выполняться периодические, а затем и регулярные измерения коэффициентов рассеяния частицами приземного аэрозоля. Первые результаты анализа данных нефелометрических измерений коэффициента рассеяния были представлены в работе [Свириденков и др., 2014]. Позднее этот анализ был дополнен данными о среднем косинусе индикатрисы рассеяния атмосферного аэрозоля [Свириденков и др., 2017]. В настоящей работе представлены результаты комплексного исследования измерений оптических аэрозольных характеристик в Петергофе за период с 2016 по 2021 гг. как в приземном слое с помощью нефелометра, так и в толще атмосферы с использованием фотометра CIMEL.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ АППАРАТУРА

2.1. Нефелометр

Нефелометр TSI Model 3563 Integrating Nephelometer предназначен для наземного исследования рассеивающих свойства аэрозоля путём измерения коэффициентов полного σ_{sp} и рассеяния в заднюю полусферу света σ_{bsp} аэрозольными частицами на трёх длинах волн (450, 550 и 700 нм) [Anderson and Ogren, 1998]. Забор аэрозольных проб на наблюдательной станции СПбГУ происходит с высоты 50 м над уровнем моря.

Измерения коэффициента аэрозольного рассеяния на нескольких длинах волн позволяют перейти к конечным разностям и рассчитать параметр (показатель) Ангстрема рассеяния α_s :

$$\alpha_{s\lambda_1}(\lambda_2) = - \frac{\log \frac{\sigma_{sp}(\lambda_2)}{\sigma_{sp}(\lambda_1)}}{\log \frac{\lambda_2}{\lambda_1}}. \quad (1)$$

В данной работе в качестве λ_1 и λ_2 используются длины волн 450 нм и 700 нм.

Величина показателя Ангстрема рассеяния существенно зависит от размера частиц, что позволяет её использовать в качестве оценки эф-

фективного размера частиц. Значение, равное 4, указывает на частицы нанометрового размера, тогда как околонулевые значения указывают на присутствие крупных частиц [Anderson and Ogren, 1998; Weber et al., 2022].

Используя параметрический подход к отношению коэффициента рассеяния в заднюю полусферу к полному коэффициенту рассеяния b_λ ($b_\lambda = \frac{\sigma_{bsp}(\lambda)}{\sigma_{sp}(\lambda)}$) (далее доля обратного рассеяния), можно рассчитать фактор асимметрии g_λ [Andrews et al., 2006; Свириденков и др., 2017, Zhao et al., 2018]:

$$g_\lambda = 1 - (1,18 / b_\lambda - 1,2)^{-0,49}. \quad (2)$$

Принимая значения от -1 до 1 , фактор асимметрии характеризует вытянутость индикатрисы рассеяния. Предельные случаи соответствуют индикатрисе, имеющей вид направленной вперед или назад дельта-функции. При нулевом значении индикатриса является сферической и, следовательно, излучение рассеивается равномерно во всех направлениях [Horvath et al., 2015].

2.2. Солнечный фотометр

Солнечный фотометр CIMELCE 318, входящий в сеть глобального аэрозольного мониторинга, регистрирует интенсивности прямой и рассеянной солнечной радиации в солнечном альмукантарате и в главной солнечной плоскости на 9 спектральных каналах (340, 380, 440, 500, 675, 870, 940, 1020 и 1640 нм). Прибор установлен на вышке на высоте 58 м над уровнем моря. Данные измерений фотометра интерпретируются стандартными алгоритмами в центре обработки AERONET (GSFC) [Eck et al., 1999; Dubovik et al., 2000a, 2000b; Schuster et al., 2006; Giles et al., 2019], основанными на анализе спектрального ослабления излучения атмосферой с учетом его рассеяния и поглощения аэрозольными частицами.

АОТ τ_λ оценивается путем вычета из полной оптической толщины вкладов молекулярного (рэлеевского) рассеяния, а также молекулярного поглощения озона и некоторых других малых газовых составляющих (NO_2 , CO_2 , CH_4) [Holben et al., 1999, 2001]. Спектральная зависимость АОТ определяется эмпирическим выражением Ангстрема $\tau_\lambda = \beta \lambda^{-\alpha}$ [Ångström, 1964; Stefan et al., 2011; Имашев, 2012], где β — коэффициент замутнения по Ангстрему, равный АОТ на длине волны 1 мкм,

а α — параметр Ангстрема, фактически вычисляемый как угол наклона между логарифмами указанных параметров τ_λ и λ [Eck et al., 1999; Schuster et al., 2006]. Расчет последнего включен в стандартную интерпретацию данных AERONET. Таким образом, для двух длин волн параметр Ангстрема и коэффициент замутнения находятся следующим образом:

$$\alpha_{\lambda_1}(\lambda_2) = -\frac{\ln(\tau_{\lambda_2} / \tau_{\lambda_1})}{\ln(\lambda_2 / \lambda_1)}. \quad (3)$$

$$\beta_{\lambda_1}(\lambda_2) = \tau_{\lambda_2} \lambda_2^{\alpha_{\lambda_1}(\lambda_2)}. \quad (4)$$

Показатель Ангстрема ослабления варьируется в зависимости от размера частиц, их формы и химического состава. Его изменчивость позволяет оценить средний размер аэрозольных частиц в атмосфере. Как и в случае с показателем Ангстрема рассеяния, значения $\alpha \leq 1$ указывают на преобладание в распределении по размерам частиц крупной моды (радиус > 0.5 мкм), а при $\alpha \geq 2$ доминирует мелкодисперсный аэрозоль (радиус ≤ 0.5 мкм) [Eck et al., 1999; Schuster et al., 2006]. Коэффициент замутнения связан с количеством аэрозольных частиц и характеризует степень загрязнения атмосферы. Обычно значения $\beta \leq 0,1$ соответствуют условиям чистой атмосферы, а $\beta \geq 0.4$ — сильно загрязненной [Ångström, 1964].

Фотометрические измерения в солнечном альмукантарате несут информацию об угловом распределении рассеянного излучения, так называемой, фазовой функции рассеяния $P(\theta)$, где θ — это угол рассеяния. Знание $P(\theta)$ позволяет вычислить фактор асимметрии g_λ , представляющий собой средний косинус угла рассеяния, взвешенный по интенсивности рассеянного света как функции угла. Он принимает значение 1 для рассеяния вперед, 0 для изотропного рассеяния и -1 для идеального обратного рассеяния. Степень вытянутости индикатрисы рассеяния зависит от размера частиц и показателя преломления.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Статистика измерений

На рис. 1 представлено распределение по месяцам количества дней с измерениями нефелометром и солнечным фотометром на станции в Петергофе.

Измерения солнечным фотометром проходят стандартизованную в рамках сети AERONET систему отбраковки измерений с учетом влияния различных факторов, в первую очередь таких, как наличие перистых облаков, смога, солнечных затмений, атмосферных температурных аномалий и слабой спектральной зависимости АОТ. Представленная на рисунке 1 статистика соответствует отобраннным данным AERONET, так называемого, уровня 2.0 версии 3.0 [Giles et al., 2019]. Распределение данных по времени неравномерно: количество единичных измерений составляет от нескольких до 50–60 в день, в среднем регистрируется около 30 измерений в сутки. Наибольшее количество измерений приходится на весенне-летний период, которому соответствуют благоприятные погодные условия наблюдений. Отсутствие данных в 2017 и 2021 гг. свя-

зано с отправкой оборудования для калибровки в Обсерваторию Мауна-Лоа (США).

В отличие от фотометра, непрерывные данные измерений нефелометром регистрируются каждые 5 мин независимо от погодных условий, с последующим усреднением данных за час. Благодаря этому ряд данных измерений нефелометра более однороден, а количество дней с измерениями в среднем соответствует количеству дней в месяце. Отсутствие измерений нефелометра в 2019–2021 гг. связано с технической неисправностью прибора.

Анализ результатов измерений двух приборов, фотометра и нефелометра, позволяет компенсировать нехватку данных одного прибора данными другого (если не количественно, то качественно) для выявления характерных особенностей оптических аэрозольных параметров.

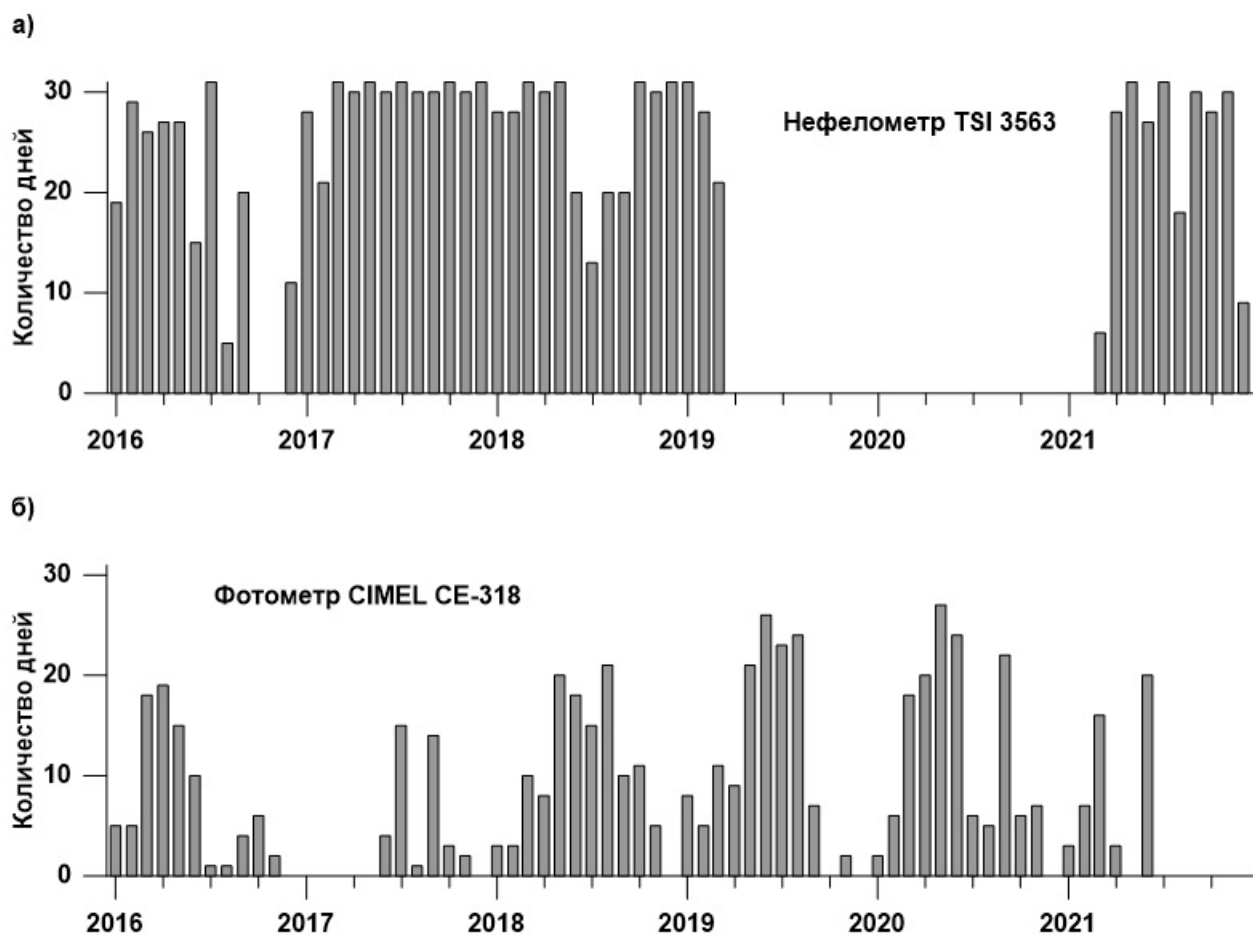


Рис. 1. Распределение по месяцам количества дней с измерениями на станции мониторинга в Петергофе (Санкт-Петербург) за 2016–2021 гг. Статистика представлена для а) нефелометра и б) солнечного фотометра.

3.2. Сезонные особенности оптических параметров аэрозолей

В ходе работы были рассчитаны медианные суточные значения параметра Ангстрема по данным измерений нефелометра и фотометра за период 2016–2021 гг. (рис. 2). Были подобраны близкие интервалы длин волн для обоих приборов: 450–700 нм для нефелометра и 440–675 нм для фотометра.

Среднее значение и среднеквадратичное отклонение (СКО) по данным нефелометра за весь период составило 1.82 ± 0.32 , а по данным фотометра — 1.42 ± 0.32 . Коэффициент корреляции между данными двух приборов был рассчитан на осно-

ве 263 пар и составил 0.66. При этом минимальная корреляция наблюдается зимой, а максимальная — весной. Величина показателя Ангстрема испытывает сильную межсуточную изменчивость, обусловленную, по-видимому, как близостью к потенциальным источникам загрязнения, так и географическими особенностями региона наблюдений с частой сменой воздушных масс. Вместе с тем, оба ряда данных измерений показателя Ангстрема демонстрируют ярко выраженный сезонный ход: в холодное время года наблюдаются минимальные значения (до 0.54 для нефелометра и 0.19 для фотометра), а летом — максимальные (до 2.66 и 2.04 соответственно).

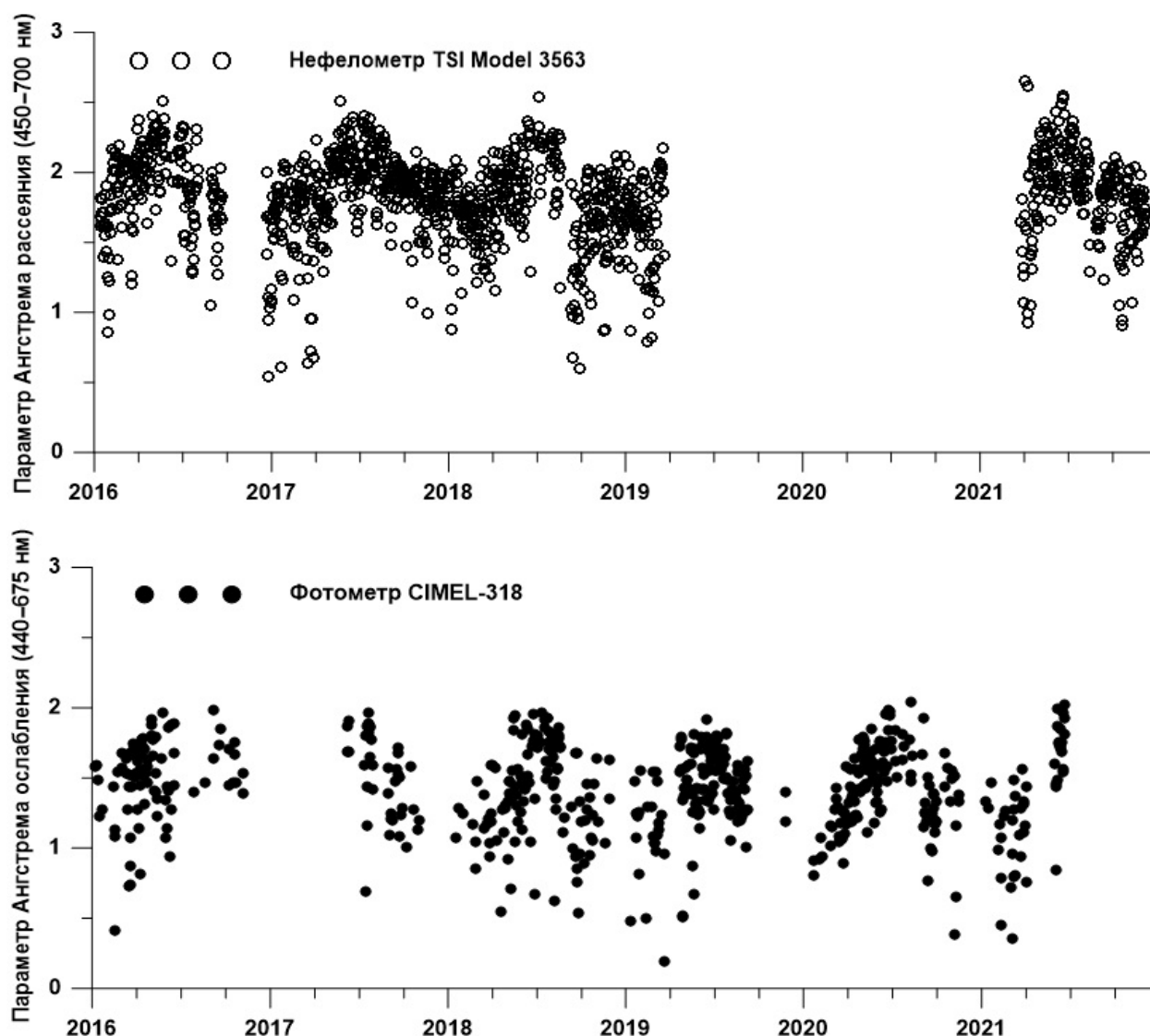


Рис. 2. Медианные суточные значения параметра Ангстрема рассеяния на длинах волн 450–700 нм по данным измерений нефелометра (пустые кружки) и параметра Ангстрема ослабления на длинах волн 440–675 нм по данным измерений солнечного фотометра (черные кружки).

Сезонная изменчивость параметра Ангстрема наглядно видна в среднемесячных данных, которые представлены на рис. 3.

Помимо осредненных данных измерений нефелометра и фотометра, на рисунке также приведены данные реанализа MERRA-2 (Modern-Era Retrospective analysis for Research and Applications) о показателе Ангстрема ослабления в толще атмосферы, рассчитанного на основе ассимиляции глобальных экспериментальных данных для длин волн 440–870 нм [Rienecker et al., 2011]. Представленные среднемесячные значения показателя Ангстрема получены из ряда глобальных данных MERRA-2 (2016–2021 гг.) пространственного разрешения 0.5° широты $\times$ 0.625° долготы, сформированного для координат станции наблюдений с помощью интернет-ресурса Giovanni [https://giovanni.gsfc.nasa.gov/]. Среднее годовое значение показателя Ангстрема по данным MERRA-2 за весь период составило 1.12 ± 0.12 .

Как в результатах наземных измерений, так и в данных реанализа наблюдается межсезонная изменчивость, характеризующаяся низкими значениями показателя Ангстрема в холодное время года и высокими — в теплое. Для данных MERRA-2, по сравнению с данными измерений фотометра и нефелометра характерна наименьшая амплитуда как среднемесячных значений, так и сезонной изменчивости показателя Ангстрема. Данные измерений нефелометра систематически превышают данные реанализа. Вероятно, это объясняется тем, что данные реанализа MERRA-2, основу которых составляют результаты глобальных спутниковых измерений, имеют более грубое пространственное и временное разрешение. В нефелометрических измерениях коэффициентов аэрозольного рассеяния анализируются пробы приземного воздуха, и соответствующие им наблюдения носят локальный и непрерывный характер. Среднемесячные значения, рассчитанные

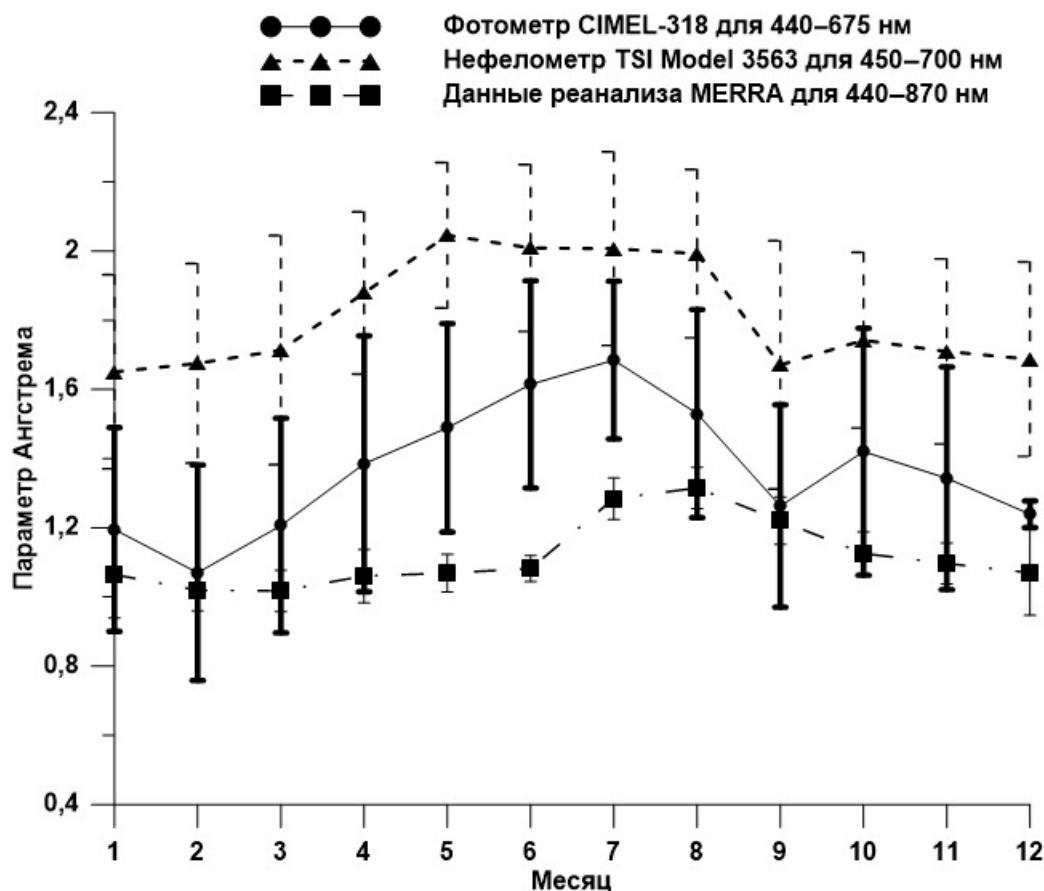


Рис. 3. Среднемесячные значения параметра Ангстрема по данным измерений нефелометра (рассеяние, 450–700 нм), фотометра CIMEL (ослабление, 440–675 нм) и по данным реанализа MERRA-2 (ослабление, 440–870 нм).

по данным MERRA-2 и полученные на основе измерений фотометром CIMEL имеют близкие среднегодовые значения. Оба источника данных несут информацию о содержании аэрозольных частиц во всей толще атмосферы с учетом полного спектрального ослабления солнечного излучения. Наибольшие расхождения наблюдаются с мая по июль. Стоит также отметить и различия в интервалах длин волн, используемых для расчетов анализируемого показателя Ангстрема, у наземных приборов он уже (максимум 440–700 нм).

Качественно годовой ход показателя Ангстрема по данным наземных измерений хорошо согласуется. Наилучшее согласие в пределах доверительных интервалов наблюдается с июня по ноябрь. По-видимому, определяющим фактором в характере его сезонной изменчивости является вклад приземных аэрозолей. Их концентрация, в свою очередь, определяется наземными антропогенными и естественными источниками, особенностями подстилающей поверхности и метеорологическими факторами. Принимая во внимание, что в данных нефелометрических измерений параметра Ангстрема учитывается только рассеивающая составляющая, а в измерениях фотометра рассматривается полное ослабление солнечного излучения атмосферой, можно предположить, что поглощающая составляющая параметра Ангстрема не имеет заметного сезонного хода.

Согласно интерпретации обратной зависимости параметра Ангстрема от размера частиц [Schuster et al., 2006] наблюдается смещение размера аэрозоля в сторону мелкодисперсной моды в летние месяцы. В первую очередь, это связано с увеличением инсоляции. Сезонная вегетация растений и прогрев поверхности земли приводят к генерации органической компоненты аэрозо-

ля. На фоне повышения температуры в шлейфе выбросов антропогенных источников происходит активизация фотохимических процессов и химических превращений из газовой фазы *in situ* с образованием вторичного аэрозоля. Причинами роста количества частиц крупного размера в зимний период могут служить выбросы частиц с наступлением отопительного сезона, которые в условиях повышенной относительной влажности приводят к коагуляции аэрозольных частиц и их гигроскопическому росту [Власенко и др., 2019].

В таблице приведены средние значения и СКО основных оптических характеристик для региона наблюдений в разные сезоны по данным двух приборов.

Связанные с угловым распределением рассеянного излучения показатель b_{450} и рассчитываемый на его основе фактор асимметрии g_{450} имеют слабо выраженный сезонный ход. Зимой значения b_{450} минимальны, а g_{450} максимальны. Значения параметра g_{440} , полученные по данным измерений солнечного фотометра, не имеют статистически обеспеченных данных за зимний период. Для остальных же сезонов результаты измерений фотометра дают численное согласие с данными измерений нефелометра. Оба параметра являются функциями угла, и характерный ход за рассматриваемый период свидетельствует о влиянии более крупного аэрозоля в холодное время года и о преобладании мелкодисперсных частиц летом [Horvath et al., 2015; Свириденков и др., 2017]. В работе финских исследователей [Virkkula et al., 2011] были получены аналогичные сезонные особенности доли обратного рассеяния и параметра Ангстрема. Наблюдаемые при этом минимальные значения зимой свидетельствовали о росте антропогенных выбросов при сезонном отоплении дров.

Таблица. Средние сезонные значения оптических параметров (параметр Ангстрема $\alpha_{440}(675)$, параметр Ангстрема рассеяния $\alpha_{s450}(700)$, параметр замутнения $\beta_{440}(675)$, доля обратного рассеяния b_{450} , АОТ τ_{500} , факторы асимметрии g_{450} и g_{440}) по данным измерений фотометра (Cimel 318) и нефелометра (TSI 3563) в Петергофе

Параметры	$\alpha_{440}(675)$ Cimel 318	$\alpha_{s450}(700)$ TSI 3563	$\beta_{440}(675)$ Cimel 318	$b_{450} \times 10^{-1}$ TSI 3563	τ_{500} Cimel 318	g_{450} TSI 3563	g_{440} Cimel 318
Сезоны							
Зима	1.13±0.29	1.67±0.28	0.04±0.03	1.08±0.14	0.09±0.05	0.67±0.02	—
Весна	1.37±0.31	1.87±0.32	0.04±0.02	1.21±0.13	0.09±0.06	0.65±0.02	0.67±0.03
Лето	1.59±0.25	2.01±0.25	0.04±0.02	1.18±0.16	0.12±0.07	0.66±0.03	0.68±0.02
Осень	1.32±0.29	1.75±0.31	0.04±0.04	1.15±0.16	0.11±0.12	0.66±0.03	0.70±0.02

вами и углем, как в Финляндии, так и в Восточной Европе в холодное время года.

Величина коэффициента замутнения $\beta_{440}(675)$ служит количественным критерием чистоты атмосферы в регионе наблюдений, постоянное в течение года значение меньше 0.10 характеризует станцию наблюдения как фоновую, удаленную от интенсивных источников выбросов. За весь период наблюдений было зафиксировано не более 5% единичных измерений со значениями коэффициента замутнения от 0.10 до 0.40. Наибольшая изменчивость значений $\beta_{440}(675)$, как и АОТ на 500 нм, наблюдается осенью, СКО в течение сезона сопоставимо с величиной среднего значения. Такая особенность связана, прежде всего, с изменением метеорологических условий осенью: усиливающаяся циклоническая деятельность приводит к преобладанию пасмурной погоды с моросящими дождями и порывами ветра. При этом высота пограничного слоя становится ниже, что способствует накоплению антропогенных загрязнений в приземном слое [Волкова и др., 2020].

3.3. Траекторный анализ

Чтобы оценить возможные процессы трансформации в химическом и структурном составе аэрозоля на его пути от предполагаемых источ-

ников к станции наблюдения, необходим анализ истории формирования исследуемой воздушной массы. В этом анализе были рассмотрены предельные случаи с минимальными и максимальными значениями оптических характеристик.

С помощью траекторной модели HYSPLIT (HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectories, [Draxler et al., 1998]) были рассчитаны обратные траектории движения воздушных масс на середине высоты пограничного слоя с временным шагом 1 час на 12 часов назад. Полученные ансамбли кривых (общее число траекторий 1171) были объединены в кластеры преимущественных направлений, которые и представлены на рис. 4.

Рис. 4 представляет средние воздушные траектории с их процентным распределением по направлениям для тех дней наблюдений, когда параметр Ангстрема рассеяния по данным измерений нефелометра оказался меньше 1 (4% всех измерений). Данные измерений и расчетное время прихода воздушных масс в точку наблюдений соответствуют 12 часам UTC. В 80% дней измерений низкие значения ($\alpha_{s\ 450}(700) < 1$) сопровождаются минимальными значениями измеренных коэффициентов полного и обратного рассеяния. Средняя величина $\sigma_{sp}(550)$ составила для этой выборки данных 6.16 ± 2.22 , а среднее значение $\sigma_{bsp}(550) = 0.86 \pm 0.32$. В кривых траекторий выделяется 2 основных направления, юго-западное и северо-западное, соответствующие акватории Балтийского моря (вместе они описывают 91% от всех траекторий). Согласно расположению представленных на рисунке начальных точек обратных траекторий, в ансамбле отсутствуют воздушные массы восточного и южного секторов направлений. Морская поверхность, являющаяся естественным источником легко растворимых и гигроскопических аэрозольных частиц радиусом до десятков мкм, одновременно удалена от источников промышленных выбросов вторичного мелкодисперсного аэрозоля. Поэтому для воздушных масс, приходящих с удаленных морских акваторий, характерно преобладание крупнодисперсного аэрозоля, подтверждающееся низкими значениями параметра Ангстрема рассеяния.

Аналогичные исследования ранее выполнялись на основе данных измерений финских наблюдательных станций SMEAR II и Pallas [Virkkula et al., 2011; Aaltonen et al., 2006]. Статистический



Рис. 4. Кластеры обратных траекторий движения воздушных масс по данным расчета модели HYSPLIT для дней с минимальными значениями $\alpha_{s\ 450}(700)$ (менее 1) по измерениям нефелометра.

анализ обратных траекторий для этих станций показал, что наиболее чистые атмосферные условия были связаны с воздушными массами, берущими начало в Северном Ледовитом океане и в Северной Атлантике. Этим направлениям соответствовали самые низкие средние значения параметра Ангстрема рассеяния и коэффициентов полного и обратного рассеяния.

В свою очередь, условия измерений с наибольшими значениями параметра Ангстрема, а также коэффициентов рассеяния и поглощения согласно проведенным исследованиям были связаны с источниками соответствующего аэрозоля в Центральной или Восточной Европе [Virkkula et al., 2011], а также в российской промышленной зоне Кольского полуострова [Aaltonen et al., 2006].

Анализ данных измерений с величиной параметра Ангстрема рассеяния больше 2 не позволяет определить расположение потенциальных источников регистрируемых частиц, поскольку рассчитанные обратные траектории указывают на поступление соответствующих воздушных масс со всех возможных направлений.

На рис. 5 представлены кластеры обратных траекторий движения воздушных масс предельного случая высоких значений коэффициента

полного рассеяния (больше 70), составляющие 8% от всех измерений. Данное пороговое значение было выбрано эмпирически, на основе картирования ансамблей обратных траекторий с использованием различных критериев по величине σ_{sp} , с целью локализации предполагаемых источников характерных воздушных масс. Средние значения $\sigma_{sp}(550)$ и $\sigma_{bsp}(550)$ равны 96.61 ± 35.53 и 10.66 ± 5.04 соответственно.

Приведенные на рисунке кривые описывают 3 преимущественных направления: юго-юго-запад, юго-восток и северо-восток, при этом 59% всех траекторий лежат в южном секторе и указывают на континентальное происхождение соответствующих воздушных масс. Протяженность кривой северо-восточного кластера (35% траекторий) составляет около 120 км, что свидетельствует о небольшой средней скорости ветра и ближнем переносе воздушных масс. Обратные траектории этого сектора направлений пересекают территорию городской агломерации Санкт-Петербурга, что может указывать на вероятность существенного вклада антропогенных источников в загрязнение воздушного бассейна на станции наблюдения. Высоким значениям $\sigma_{sp}(550)$ соответствует средний уровень параметра Ангстрема, 1.71 ± 0.29 . Последнее указывает на присутствие источников аэрозольных частиц полидисперсного распределения по размерам со смещением в сторону доминирования мелкодисперсной моды. Это могут быть, как региональные источники (вынос антропогенных загрязнений с территории Санкт-Петербурга или его южных пригородов), так и дальний перенос твердых частиц из Восточной Европы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы данные наземных измерений основных оптических параметров атмосферы с помощью солнечного фотометра CIMEL CE 318 и нефелометра TSI Model 3563 вблизи Санкт-Петербурга с 2016 по 2021 гг. Показано, что годовой ход параметра Ангстрема имеет ярко выраженный характер, с максимумом летом и минимумом в холодное время года. При этом результаты измерений нефелометром систематически превышают данные измерений фотометром: средние значения параметра Ангстрема составляют 1.82 ± 0.32 и 1.42 ± 0.32 , соответственно. Сравнение результатов наблюдений с данными реанализа MERRA-2



Рис. 5. Кластеры обратных траекторий движения воздушных масс по данным расчета модели HYSPLIT для дней с высокими значениями $\sigma_{sp}(550)$ (более 70) по измерениям нефелометра.

демонстрирует близкое количественное согласие с данными измерений солнечного фотометра, в отличие от данных нефелометрических измерений. Расхождения, по-видимому, связаны с существенными различиями в пространственно-временном разрешении сравниваемых между собой данных, максимальном в измерениях нефелометром и минимальном (грубом) в данных MERRA-2. Доля обратного рассеяния имеет летний максимум, равный 0.121 ± 0.013 , и зимний минимум – 0.108 ± 0.014 . Фактор асимметрии g_{450° , рассчитываемый на основе данных измерений нефелометром, имеет среднегодовое значение 0.66 ± 0.02 , сопоставимое с результатами измерений солнечным фотометром. Сезонная изменчивость параметров свидетельствует о том, что в теплое время года наблюдается смещение характерного размера аэрозоля в сторону мелкодисперсной моды, что может быть связано с активизацией фотохимических процессов и генерацией вторичного аэрозоля.

На основе расчетов модели HYSPLIT исследованы кластеры обратных траекторий движения воздушных масс для случаев со значениями измеренных коэффициентов рассеяния < 10 и > 70 и параметра Ангстрема < 1 . Минимальные значения параметров характерны для воздушных масс, пришедших с северо-западного направления, что соответствует чистому и влажному воздуху с морской акватории. Максимальные значения коэффициента рассеяния ассоциируются с мелкодисперсным аэрозолем, поступающим в атмосферу как от региональных источников эмиссий (городские загрязнения с территории Санкт-Петербурга), так и в результате трансграничного переноса с юго-западных направлений.

Работа выполняется при поддержке СПбГУ, шифр проекта 103752493. Для измерений использовалось оборудование РЦ «Геомодель» Научного парка СПбГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Власенко С.С., Волкова К.А., Ионов Д.В., и др. Изменчивость углеродсодержащей фракции атмосферного аэрозоля вблизи Санкт-Петербурга // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 6. С. 147–156.
- Власенко С.С., Иванова О.А., Рышкевич Т.И., Михайлов Е.Ф. Оценка пространственного распределения потенциальных источников углеродсодержащего аэрозоля по данным локальных измерений вблизи Санкт-Петербурга // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2023. Т. 59. № 6. С. 774–785.
- Волкова К.А., Поберовский А.В., Тимофеев Ю.М. и др. Аэрозольные оптические характеристики по данным измерений солнечного фотометра CIMEL (AERONET) вблизи Санкт-Петербурга // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31. № 6. С. 425–431.
- Волкова К.А., Аникин С.С., Михайлов Е.Ф. и др. Сезонная и суточная изменчивость концентраций аэрозольных частиц вблизи Санкт-Петербурга // Оптика атмосферы и океана. 2020. Т. 33. № 5. С. 407–414.
- Имашев С.А. Методика расчета параметра ангстрема и коэффициента замутнения атмосферы по результатам фотометрических измерений // Вестник КРСУ. 2012. Т. 12. № 4. С. 175–178.
- Ионов, Д.В., Поберовский А.В. Изменчивость содержания оксидов азота в приземном слое атмосферы по данным наблюдений в Петергофе // Метеорология и гидрология. 2020. № 10. С. 73–81.
- Свириденков М.А., Веричев К.С., Власенко С.С., Емиленко А.С., Михайлов Е.Ф., Небосько Е.Ю. Определение характеристик атмосферного аэрозоля по данным трехволнового интегрирующего нефелометра. // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 03. С. 175–181.
- Свириденков М.А., Михайлов Е.Ф., Небосько Е.Ю. Параметризация среднего косинуса индикатрисы рассеяния света атмосферным аэрозолем // Оптика атмосферы и океана. 2017. № 5. С. 16–21.
- Фока С.Ч., Макарова М.В., Поберовский А.В., Тимофеев Ю.М. Временные вариации концентрации CO_2 , CH_4 и CO в пригороде Санкт-Петербурга (Петергоф) // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 10. С. 860–866.
- Aaltonen V., Lihavainen H., Kerminen V.-M., Komppula M., Hatakka J., Eneroth K., Kulmala M., and Viisanen Y. Measurements of optical properties of atmospheric aerosols in Northern Finland // Atmos. Chem. Phys. 2006.V. 6. P. 1155–1164.
- Anderson T.L. and Ogren J.A. Determining Aerosol Radiative Properties Using the TSI 3563 Integrating Nephelometer // Aerosol Science and Technology. 1998.V. 29. №1. P. 57–69.
- Andreae M.O. and Rosenfeld D. Aerosol–cloud–precipitation interactions. Part 1. The nature and sources of cloud-active aerosols // Earth-Science Rev., 2008, V. 89. P. 13–41.
- Andrews E., Sheridan P.J., Fiebig M., McComiskey A., Ogren J.A., Arnott P., Covert D., Elleman R., Gasparini R., Collins D., Jonsson H., Schmid B., Wang J. Comparison of methods for deriving aerosol asymmetry parameter // J. Geophys. Res. 2006. V. 111.

- Ångström A. On the Atmospheric Transmission of Sun Radiation and on Dust in the Air // *Geographiska Annaler*. 1929. V. 11. P. 156.
- Ångström A. The parameters of atmospheric turbidity // *Tellus*. 1964. V. 16. № 1, P. 64–75.
- Delene, D.J. and Ogren, J.A. Variability of aerosol optical properties at four North American surface monitoring sites // *J. Atmos. Sci.* 2002. V. 59. P. 1135–1150.
- Draxler R.R. and Hess G.D. An overview of the HYSPLIT-4 modelling system for trajectories, dispersion and deposition // *Australian Meteorological Magazine*. 1998. V. 47. №4. P. 295–308.
- Dubovik O., Smirnov A., Holben B., King M., Kaufman Y., Eck T., Slutsker I. Accuracy assessments of aerosol optical properties retrieved from Aerosol Robotic Network (AERONET) Sun and sky radiance measurements // *J. Geophys. Res.* 2000a. V. 105. № 8. P. 9791–9806.
- Dubovik O. and King M.D. A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements // *J. Geophys. Res.* 2000b. V. 105. P. 20673–20696.
- Eck T.F., Holben B.N., Reid J.S., Dubovik O., Smirnov A., O'Neill N.T., Slutsker I., and Kinne S. Wavelength dependence of the optical depth of biomass burning, urban and desert dust aerosols // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 31333–31350.
- Giles D.M., Sinyuk A., Sorokin M.G., Schafer J. S., Smirnov A., Slutsker I., Eck T.F., Holben B.N., Lewis J.R., Campbell J.R., Welton E.J., Korkin S.V., and Lyapusti A.I.. Advancements in the Aerosol Robotic Network (AERONET) Version 3 database – automated near-real-time quality control algorithm with improved cloud screening for Sun photometer aerosol optical depth (AOD) measurements // *Atmos. Meas. Tech.* 2019. V. 12. P. 169–209.
- Hansen J., Sato M., Ruedy R., Lacis A., Oinas V. Global warming in the twenty-first century: An alternative scenario // *Proc. Natl. Acad. Sci.* 2000. V. 97. № 18. P. 9875–9880.
- Holben B.N., Eck T.I., Slutsker I., Tanre D., Buis J.P., Setzer A., Vemote E., Reagan J. A., Kaufman Y.J., Nakajima T., Lavenue F., Jankowiak I., and Smirnov A. AERONET-A Federated Instrument Network and Data Archive for Aerosol Characterization // *Remote Sensing of Environment*. 1998. V. 66. № 1. P. 1–16.
- Holben B.N., Tanre D., Smirnov A., Eck T. F., Slutsker I., Abuhassan N., Newcomb W.W., Schafer J., Chatenet B., Lavenue F., Kaufman Y.J., Vande Castle J., Setzer A., Markham B., Clark D., Frouin R., Halthore R., Karneli A., O'Neill N.T., Pietras C., Pinker R.T., Voss K., Zibordi G. An emerging ground-based aerosol climatology: Aerosol Optical Depth from AERONET, *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 12067–12097.
- Horvath H., Kasahara M., Tohno S., Olmo F.J., Lyamani H., Alados-Arboledas L., Quirantes A. and Cachorro V. Relationship between fraction of backscattered light and asymmetry parameter // *Journal of Aerosol Science*. 2015.
- Jung, C.H., Um, J., Lee, J.Y. et al. Sensitivity analysis of the Ångström exponent for multimodal aerosol size distributions // *Asia-Pacific J Atmos Sci.* 2013. V. 49. P. 625–634.
- Mikhailov, E.F., Vlasenko S.S., Podgorny I.A., Ramanathan V., and Corrigan C.E. Optical properties of soot–water drop agglomerates: An experimental study // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111.
- Rienecker M.M., Suarez M.J., Gelaro R., Todling R., Bacmeister J., Liu E., Bosilovich M., Schubert S.D., Takacs L., Kim G.-K., Bloom S., Chen J., Collins D., Conaty A., da Silva A.M., Gu W., Joiner J., Koster R.D., Lucchesi R., Molod A., Owens T., Pawson S., Pegion P., Redder C.R., Reichle R., Robertson F.R., Ruddick A.G., Sienkiewicz M., Woollen J. MERRA-NASA's modern-era retrospective analysis for research applications // *J Clim.* 2011. V. 24. № 14. P. 3624–3648.
- Schuster G.L., Dubovik O., and Holben B.N. Ångström exponent and bimodal aerosol size distributions // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111.
- Smith S.J. and Bond T.C. Two hundred fifty years of aerosols and climate: the end of the age of aerosols // *Atmos. Chem. Phys.* 2014. V. 14. № 2. P. 537–549.
- Stefan, S., Mihai, L., Nicolae, D., & Boscornea, A. Ångström turbidity in the lower layers of the troposphere // *Environmental Engineering and Management Journal*. 2011. V. 10. P. 133–138.
- Tami C. Bond and Robert W. Bergstrom. Light Absorption by Carbonaceous Particles: An Investigative Review // *Aerosol Science and Technology*. 2006. V. 40. № 1. P. 27–67.
- Timofeyev Y., Virolainen Y., Makarova M., Poberovsky A., Polyakov A., Ionov D., Osipov S., Imhasin H. Ground-based spectroscopic measurements of atmospheric gas composition near Saint Petersburg (Russia) // *J. Molecular Spectroscopy*. 2016. V. 323. P. 2–14.
- Virkkula A., Backman J., Aalto P.P., Hulkkonen M., Riuttanen L., Nieminen T., dal Maso M., Sogacheva L., de Leeuw J., Kulmala M. Seasonal cycle, size dependencies, and source analyses of aerosol optical properties at the SMEAR II measurement station in Hyytiälä, Finland // *Atmos. Chem. Phys.* 2011. V. 11. P. 4445–4468.

- Weber P., Petzold A., Bischof O.F., Fischer B., Berg M., Freedman A., Onasch T.B., and Bundke U. Relative errors in derived multi-wavelength intensive aerosol optical properties using cavity attenuated phase shift single-scattering albedo monitors, a nephelometer, and tricolour absorption photometer measurements // Atmos. Meas. Tech. 2022.V. 15. P. 3279–3296.
- Zhao G., Zhao C., Kuang Y., Bian Y., Tao J., Shen C., and Yu Y. Calculating the aerosol asymmetry factor based on measurements from the humidified nephelometer system // Atmos. Chem. Phys. 2018. V. 18. P. 9049–9060.

OPTICAL CHARACTERISTICS OF ATMOSPHERIC AEROSOL BASED ON THE RESULTS OF MEASUREMENTS NEAR ST. PETERSBURG FROM 2016 TO 2021

K. A. Shpak*, E. Yu. Nebosko, D. V. Ionov

Saint Petersburg State University, 7/9 Universitetskaya nab., St. Petersburg, 199034, Russia

**e-mail: k.shpak@spbu.ru*

The paper presents the results of measurements of the optical characteristics of the aerosol particles using a solar photometer and nephelometer from 2016 to 2021, obtained at the atmospheric monitoring station in Peterhof (59.88°N, 29.83°E). The measurements were compared with the MERRA-2 reanalysis data. It is shown that inter-seasonal variability is observed in the region, characterized by low values of the Angstrom exponent in winter and high values in the warm season. The backscatter fraction has a similar but less pronounced seasonal cycle. The average value of the turbidity coefficient for the period is less than 0.10, which makes it possible to determine the observation station as a background one. Using the HYSPLIT model, the origin of air masses forming the atmospheric air state at the observation station was determined in cases of realization of the limiting values of the measured scattering coefficients (< 10 and > 70) and the Angstrom exponent (< 1). Air masses coming from the north-west direction correspond to clean and humid air from the marine area and are manifested in the minimum values of the measured parameters. The maximum values of the scattering coefficient are associated with fine aerosol coming in the atmosphere both from regional emissions sources (urban pollution from the territory of St. Petersburg) and as a result of transboundary transport from southwestern directions.

Keywords: scattering coefficient, Ångström exponent, atmospheric aerosol, nephelometer, solar photometer

УДК 551.510.412; 551.501.86

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТРОПОСФЕРНОГО СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА ИЗ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ УХОДЯЩЕГО ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СПУТНИКОВЫМ ПРИБОРОМ ИКФС-2

© 2024 г. А. В. Поляков^{а, *}, Я. А. Виролайнен^а, Г. М. Неробелов^{а, b, c}, С. В. Акишина^а

^аСанкт-Петербургский государственный университет,
Университетская наб., д. 7–9, Санкт-Петербург, 199034, Россия,

^бСПб ФИЦ РАН – Научно-исследовательский центр экологической безопасности РАН,
ул. Корпусная, 18, Санкт-Петербург, 187110, Россия

^сРоссийский государственный гидрометеорологический университет,
Малоохтинский пр-т, 98, Санкт-Петербург, 195196, Россия

*e-mail: a.v.polyakov@spbu.ru

Поступила в редакцию 19.03.2024 г.

После доработки 20.05.2024 г.

Принята к публикации 10.07.2024 г.

Предложена методика определения тропосферного содержания озона (ТСО) из спектров уходящего теплового инфракрасного (ИК) излучения, основанная на методе главных компонент и нейронно-сетевом подходе. Для обучения искусственных нейронных сетей используются данные о ТСО, рассчитанные на основе профилей вертикального содержания озона, полученных с помощью озонзондов. В качестве ТСО рассматривается содержание озона в слоях атмосферы от поверхности Земли до уровней с давлением в 400 и 300 гПа. Погрешность аппроксимации величин ТСО на учебных данных составляет 2.7 и 3.6 е.Д. для слоев ниже 400 и 300 гПа соответственно. Методика валидирована на основе сопоставления с данными наземных измерений ТСО на сети станций международной наблюдательной сети NDACC, использующих спектры солнечного ИК-излучения. Средние стандартные отклонения разностей между данными наземных ИК-измерений на 19 станциях и полученными величинами ТСО по данным ИКФС-2 составили около 3 е.Д. Средние разности зависят от высоты и географического расположения наземной станции, меняясь от +3 до –12 е.Д. Расхождения наземных измерений со спутниковыми данными соответствуют результатам зарубежных авторов, полученным для близкого по характеристикам спутникового прибора IASI. В работе приведены примеры глобального распределения среднемесячных величин ТСО для различных сезонов.

Ключевые слова: тропосферный озон, дистанционное зондирование атмосферы, ИКФС-2

DOI: 10.31857/S0002351524050054 **EDN:** HXXULY

1. ВВЕДЕНИЕ

Внимание к тропосферному содержанию озона (ТСО) в последнее время растет по ряду причин. Во-первых, озон участвует в химических и фотохимических процессах, определяя окислительную способность тропосферы. Попадая в организм через дыхательные пути, тропосферный озон негативно влияет на здоровье людей и животных [Stanek et al., 2011]. Согласно [Amann et al., 2008], причиной более чем 20 тысяч смертей в 25 странах Евросоюза ежегодно является превышение пре-

дельно допустимых величин приземной концентрации озона (ПКО). Озон оказывает негативное влияние и на растительность [Mills et al., 2018]. Во-вторых, тропосферный озон является одним из основных парниковых газов, влияющих на радиационный баланс и изменение климата Земли [Звягинцев, 2013]. Поглощая тепловое излучение Земли в ИК области спектра, озон вносит вклад в парниковый эффект. По данным отчета ИРСС за 2021 г. [Forster et al., 2021], вклад тропосферного озона в общее антропогенное влияние на радиа-

ционный баланс планеты составляет 4–20%, что согласуется и с более ранними данными [Кароль и др., 2012]. Модели оценивают величину радиационного воздействия ТСО как $+(0.40 \pm 0.20)$ Вт м^{-2} [IPCC, 2013]. Большой разброс оценки вклада ТСО в радиационное воздействие вызван, в частности, недостаточностью знаний о пространственном распределении ТСО [Wu et al., 2007].

Основные источники озона в тропосфере — поступление озона из стратосферы и образование в результате фотохимических реакций. Мощность второго источника на порядок превышает первый [Young et al., 2013], но при этом большая часть озона, образующегося в ходе фотохимических реакций, разрушается или осаждается на поверхности Земли, в результате чего среднеглобально оба источника вносят примерно одинаковый вклад. В различные сезоны и в разных регионах относительный вклад источников может значительно меняться в зависимости от эмиссий прекурсоров озона (NO_x , CO , CH_4 , OH , антропогенных и биогенных летучих соединений) и метеорологической обстановки [Кароль и др., 2012; Звягинцев, 2013], что ведет к значительной изменчивости ТСО.

Результаты регулярного мониторинга как ПКО, так и ТСО, уже около 10 лет собираются в рамках международного проекта TOAR (Tropospheric Ozone Assessment Report) (<https://toar-data.org>). Мониторинг включает комплексный подход, состоящий из наземных локальных и дистанционных измерений, самолетных, спутниковых наблюдений и др. Первые измерения ПКО начались в 1870-х гг., в 1930–40-е годы были начаты запуски озонозондов, которые дали представление о содержании озона во всей толще тропосферы [Tarasick et al., 2019]. В 1960–1970 гг. началось повсеместное исследование ПКО и вертикальных профилей озона. В базе данных WOUDC (<https://woudc.org/home.php>) представлены данные нескольких десятков наземных станций, проводящих запуски озонозондов, точность измерения которых в последнее время увеличивается, что позволяет использовать их данные для валидации спутниковых измерений [Tarasick et al., 2021]. На отдельных наземных станциях ТСО (вертикальные профили) периодически или в ходе измерительных кампаний измеряется с помощью лидарного метода и метода обращения Umkehr, использующего спектрофотометры

Брюера и Добсона [Gaudel et al., 2018]. Кроме того, ТСО в безоблачные дни получают на станциях международной измерительной сети IRWG-NDACC (InfraRed Working Group of Network for the Detection of Atmospheric Composition Change) (<https://www2.acom.ucar.edu/irwg>), оборудованных Фурье-спектрометрами (ФС) высокого спектрального разрешения — FTIR-измерения (Fourier Transform InfraRed) [Vigouroux et al., 2015]. Наземные измерения используются как для исследования локальных изменений ТСО, так и для валидации спутниковых измерений и настройки численных моделей атмосферы в региональном масштабе.

В России существует наземная сеть мониторинга ПКО в фоновых условиях, включающая в себя около 20 станций в 13 регионах страны, оборудованная современными газоанализаторами [Андреев и др., 2023]. Кроме того, в России периодически проводятся эксперименты по определению ТСО, охватывающие большие территории, например, самолетные измерения в Сибирском регионе [Antokhin et al., 2013] и над всеми морями российского сектора Арктики [Belan et al., 2022], а также трансконтинентальные измерения состава атмосферы на передвижной железнодорожной лаборатории TROICA [Еланский и др., 2021]. Вертикальные профили озона в верхней тропосфере эпизодически измеряют с помощью лидаров [Матвиенко и др., 2019] и озонозондов [Dorokhov et al., 2013]. На станции NDACC в Санкт-Петербурге, на базе кампуса СПбГУ в Петергофе, с 2009 г. проводятся регулярные измерения ТСО с помощью ФС Bruker IFS 125HR [Виролайнен и др., 2023a].

В настоящее время глобальную информацию о ТСО регулярно получают с помощью спутниковых приборов IASI [Dufour et al., 2012], TROPOMI [Hubert et al., 2021], а также совместных измерений приборами IASI и GOME-2 [Cuesta et al., 2013], OMI и MLS [Ziemke et al., 2006] и др. Следует отметить, что такие приборы как OMI, GOME-2, TROPOMI и др., использующие измерения солнечного излучения, имеют определенные пробелы в данных, например, полностью отсутствуют измерения ТСО в условиях полярной (и обычной) ночи. Наиболее полный глобальный охват измерений ТСО дают спутниковые приборы, использующие собственное тепловое излучение. В последние годы такие

измерения проводились только спутниковым прибором IASI.

Для валидации спутниковых измерений ТСО обычно используются как данные озонозондирования, так и данные различных наземных измерений. В работе [Dufour et al., 2012] проанализировано определение ТСО из спектроскопических измерений спутникового прибора IASI в 2008 году с помощью двух алгоритмов решения обратной задачи, IASI_LATMOS и IASI_LISA. В среднем по всем сопоставлениям в средних широтах (320 дней сопоставлений) средние разности (СР) между спутниковыми и озонозондовыми измерениями составили +0.6 е.Д. со стандартными отклонениями разностей (COP) в 5.5 е.Д. (IASI_LATMOS) и +1.0 е.Д. с COP в 6.1 е.Д. (IASI_LISA). В работе [Boynard et al., 2018] измерения ТСО IASI_LATMOS за период 2008–2017 гг. были сопоставлены с данными озонозондирования на 56 станциях и FTIR-измерениями на 6 станциях сети IRWG-NDACC. СР для станций NDACC-IRWG менялись от –4 е.Д. до +0.5 е.Д., COP составили 2.5–3.9 е.Д. В работе [Cuesta et al., 2013] из данных совместных измерений приборами IASI и GOME-2 была получена информация о содержании озона в том числе и в слоях тропосферы. Результаты были сопоставлены с озонозондовыми данными за лето 2009 года на 10 европейских станциях. СР (COP) составили 0.01 е.Д. (4.3 е.Д.) для содержания озона в слое 0–6 км и –0.73 е.Д. (6.2 е.Д.) для содержания озона в слое 0–12 км. В работе [Виролайнен и др., 2023б] данные спутниковых измерений IASI_LATMOS, IASI_LISA за 2009–2021 гг. и IASI-GOME2 за 2016–2021 гг. в слое тропосферы 0–8 км были сопоставлены с данными FTIR-измерений на станции IRWG-NDACC St.Petersburg, в работе [Virolainen et al., 2023] эти сопоставления были также распространены на 2 другие станции IRWG-NDACC — Kiruna и Izaña. Было показано, что СР между спутниковыми и наземными измерениями ТСО находятся в пределах суммарных погрешностей измерений сравниваемых данных для алгоритмов IASI_LATMOS (9–13%) и IASI_LISA (12–16%), в то время как СР со спутниковыми данными IASI-GOME2 превосходят погрешности индивидуальных измерений, составляя 16–22%. Кроме того, для станции Izaña был выявлен статистически значимый дрейф (около –12% за декаду) в спутниковых измерениях ТСО прибором IASI за период 2012–2021 гг.

Отметим, что в России в настоящий момент отсутствуют спутниковые методики измерения ТСО. Предлагаемая работа решает задачу создания методики для определения ТСО из спектров, измеряемых прибором ИКФС-2 [Golovin et al., 2014], который входит в состав аппаратуры на метеорологических космических аппаратах (КА) серии «Метеор-М» № 2 [Asmus et al., 2014]. Измеренные спектры включают 2701 спектральный канал с аподизированным спектральным разрешением 0.7 см^{-1} в спектральном интервале $660\text{--}1210\text{ см}^{-1}$ и 1.4 см^{-1} в области $1210\text{--}2000\text{ см}^{-1}$. Первый КА этой серии поставлял данные с начала 2015 г. по конец 2022 г., в настоящее время на орбите находится КА «Метеор М» № 2–4. Для того, чтобы исследовать содержание озона только в слое тропосферы, в настоящей работе мы в качестве ТСО рассматриваем содержание озона в слоях от поверхности до уровня с атмосферным давлением меньшим 300 и 400 гПа, что примерно соответствует слоям, ограниченным сверху высотами в 9 и 7 км, соответственно. Ниже мы используем все доступные за период 2015–2022 гг. спектральные данные ИКФС-2, как для обучения ИНС, так и при их валидации.

2. МЕТОДЫ

2.1. Подход и методика

Для решения обратной задачи определения ТСО мы использовали подход, ранее успешно примененный для определения общего содержания озона (ОСО) в атмосфере из спектров уходящего теплового ИК излучения, измеряемого прибором ИКФС-2 [Гаркуша и др. 2017, Polyakov et al. 2021, 2023, Timofeyev et al. 2019]. А именно, на основе независимых данных о ТСО, рассчитанных из вертикальных профилей озона, полученных озонозондами, и подобранных к ним по месту и времени измерений спектров ИКФС-2, была обучена искусственная нейронная сеть (ИНС) (построена аппроксимация зависимости ТСО от набора предикторов в форме ИНС), позволившая определять ТСО по спектрам ИКФС-2.

В качестве первого приближения мы повторили полностью ранее разработанную для ОСО методику, единственно заменив ОСО на ТСО. А именно была использована одна из простейших конфигураций ИНС — трехслойный перцептрон (рис. 1).

Математически данная ИНС представлена выражением (1)

$$y = f(b^2 + \sum_{i=1}^{N_h} \omega_i^2 f(b_i^1 + \sum_{j=1}^N \omega_{i,j}^1 x_j). \quad (1)$$

Здесь f — функция активации, $\vec{X} = \{x_j\}$ — вектор входных параметров, $b_i^1, \omega_{i,j}^1, \omega_i^2, b^2$ — коэффициенты.

Под обучением ИНС понимается минимизация среднеквадратичной погрешности $\sigma_{\text{анп}}$ аппроксимации данных обучающего набора по коэффициентам $b_i^1, \omega_{i,j}^1, \omega_i^2, b^2$

$$\sigma_{\text{анп}} = \sqrt{\frac{\sum_s (Y_s - y(\vec{X}_s))^2}{\sum_s 1}} \rightarrow \min, \quad (2)$$

где набор пар $\{\vec{X}, Y\}_s$ — обучающий набор данных. Минимальная погрешность обеспечивает наилучшую в среднеквадратичном смысле близость реальных значений ТСО $\{Y\}_s$ и полученных с использованием математического алгоритма ИНС (1), что позволяет подобрать оптимальные значения коэффициентов. Тестовый и валидационный наборы данных используются для контроля переобучения сети и для оптимизации структуры ИНС. Рост погрешности аппроксимации с использованием таких проверочных наборов данных является признаком адаптации сети только к обучающему набору

данных. Подчеркнем, что мы не использовали получившие распространение в последние годы библиотеки программ для работы с ИНС TensorFlow и Keras. Все расчеты выполнены с использованием оригинального программного обеспечения, разработанного ранее [Поляков и др., 2014а, 2014б] как для обучения ИНС, так и для расчетов по ней.

Следуя предшествующему опыту по решению обратной задачи относительно ОСО, в качестве предикторов мы использовали зенитный угол спутника (угол между нормалью к поверхности и направлением на спутник в центре пикселя наблюдения), широту пикселя измерения, день года и главные компоненты (ГК) двух участков спектра в области измерений ИКФС-2: 660–1210 см⁻¹ и 980–1080 см⁻¹. Первый из этих спектральных интервалов несет информацию об общем состоянии атмосферы и поверхности — профиле температуры, температуре и излучательной способности поверхности, профиле влажности и пр., в то время как второй, содержащий полосу поглощения озона, позволяет выделить информацию, относящуюся непосредственно к озону.

2.2. Обучение ИНС

Для обучения ИНС мы использовали рассчитанное на основании вертикальных профилей озона, измеренных озонозондами, интегральное содержание газа в слое ниже 300 гПа или ниже 400 гПа.

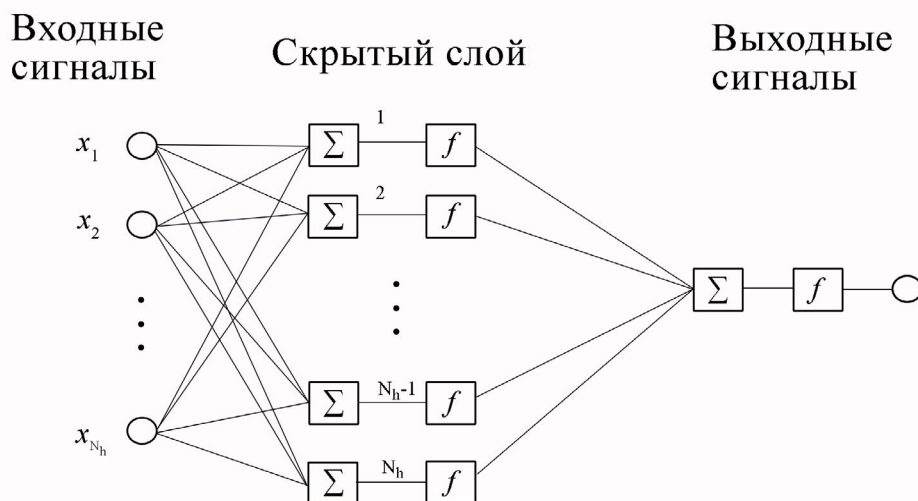


Рис. 1. Трехслойный перцептрон. Первым слоем считаются источники входных сигналов, затем следует т.н. скрытый слой, затем третий слой выходных сигналов.

Таблица 1. Погрешности аппроксимации для различных обучающих наборов

1	Учебник	Количество пар учебника	Количество пар валидационного набора	Погрешность аппроксимации учебника, е.Д.	Погрешность аппроксимации валидационного набора, е.Д.
верхняя граница ТСО 300 гПа					
2	Озонозонды, все спектры, 12 ч, 100 км	42821	14184	4.49	4.95
2a	Озонозонды, все спектры, 12 ч, 100 км, p_0	42821	14184	3.49	3.70
3	Озонозонды, безоблачные, 12 ч, 100 км	13126	4315	3.42	5.29
4	Озонозонды, все спектры, 24 ч, 200 км	341274	113418	5.19	5.30
5	Озонозонды, безоблачные, 24 ч, 200 км	102279	34263	4.77	5.09
верхняя граница ТСО 400 гПа					
6	Озонозонды, все спектры, 24 ч, 200 км	341537	113526	4.05	4.18
7	Озонозонды, все спектры, 24 ч, 200 км Нет широты и сезона	341537	113526	4.43	4.47

p_0 — приземное давление, используемое в наборе предикторов вместо широты точки наблюдения.

Следует отметить, что, хотя при наличии сплошной облачности полная информация о ТСО не содержится в спектрах из-за экранирования ИК излучения облаком, возможность оценки ТСО при частичной облачности может оказаться доступной, в зависимости от балльности облачности и высоты ее верхней границы. Поэтому при обучении ИНС мы рассматривали как безоблачные ситуации (алгоритм детектирования облачности см. в [Рублев и др., 2004, Асмус и др., 2017]), так и все измерения ИКФС-2. В состав предикторов, как говорилось выше, включены ГК спектра в двух спектральных интервалах, зенитный угол спутника, широта пикселя наблюдений и день года. Отметим, что весь полученный набор пар измерений разбивался на три набора: учебник (60%), тестовый и валидационный наборы (по 20%).

Обучение выполнялось до 100 эпох, на каждой эпохе функция цены (она же — погрешность аппроксимации), равная среднеквадратичной разности измеренных независимо и оцененных по ИНС величин ТСО, минимизировалась с использованием до 100 шагов метода Флетчера—Ривса и до 200 шагов метода Дэвидсона—Флетчера—Пау-

элла. Программы минимизации взяты из находящейся в открытом доступе библиотеки программ МГУ (http://num-anal.srcc.msu.ru/lib_na/cat/mn/mnb3r.htm, [mnb4d.htm](http://num-anal.srcc.msu.ru/lib_na/cat/mn/mnb4d.htm)). Мы рассмотрели несколько обучающих наборов данных и вариант ИНС, при котором в число предикторов не входят широта и день года измерений. Наборы варьировались в зависимости от значений временного и пространственного рассогласования данных в паре. Для отбора пар по времени рассмотрены значения рассогласования 12 и 24 часа, по пространственной точке измерения — 100 и 200 км. В табл. 1 приведены погрешности аппроксимации решающего оператора для рассмотренных наборов данных и ИНС. Запись «все спектры» означает спектры ИКФС-2, измеренные как в облачных, так и в безоблачных условиях.

Как видно из строк 2, 2a (с параметрами отбора 12 часов и 100 км) и в большей степени 3 (отбор безоблачных) табл. 1, в случае озонозондов наблюдается незначительное переобучение (погрешность аппроксимации для валидационного набора данных заметно больше погрешности для учебного набора). Хотя существуют методики, позволяющие обучать ИНС и в такой ситуации,

наилучшим способом избежать переобучения является увеличение объема учебника. Для этого рассмотрим вариант отбора для 24 часов и 200 км, показанный в строках 4, 5 табл. 1. Хотя мы и наблюдаем рост погрешности аппроксимации в этих случаях по сравнению со строками 2 и 3, следует ожидать от этих вариантов лучших результатов при валидации вследствие роста объема учебника.

Строка 2а показывает вариант набора предикторов, в котором вместо широты места используется приземное давление p_0 . При обучении это давление в месте запуска зонда, при решении обратной задачи — давление в пикселе прицеливания прибора по данным NCEP GFS. Как видно, влияние незначительно, хотя, что интересно, незначительно (на 0.13 е.Д.) уменьшилась погрешность аппроксимации на валидационном наборе. По нашему мнению, это может свидетельствовать о более физичном наборе предикторов в этом случае.

Строка 7 описывает набор данных, который не включает информацию о широте и дне года измерений. Сравнение строк 6 и 7 показывает,

что использование широты и доли года заметно уменьшает невязку. А именно, погрешность аппроксимации учебника при исключении этих параметров из числа предикторов ведет к росту погрешности аппроксимации примерно на 10% (4.43 вместо 4.05).

Таким образом, анализ табл. 1 позволил нам для дальнейших исследований остановиться на варианте обучения: (1) по всем ситуациям, включая облачные, (2) набор предикторов включает помимо ГК спектров зенитный угол спутника, широту и день года, (3) допустимы величины рассогласования в парах данных 200 км по пространству и 24 часа по времени. Далее мы оптимизировали структуру ИНС, выбрав на основе результатов серии расчетов оптимальное число ГК, входящих в набор предикторов, и число нейронов скрытого слоя (НСС) (см. табл. 2).

Взяв за основу вариант ИНС, использованный ранее в работах [Гаркуша и др. 2017, Поляков и др. 2021] при определении ОСО с 25 ГК всего спектра, 50 ГК полосы озона, 40 НСС в числе предикторов, мы попробовали уменьшать число ГК полосы озона. Результаты показаны в строках 1–5. Видно,

Таблица 2. Подбор оптимальной структуры ИНС. 200 эпох оптимизации, высота тропосферного слоя 400 гПа. Обозначение схемы ИНС указывает на состав вектора входных параметров ИНС. Первое число обозначает количество ГК всего спектра, второе — число ГК полосы озона, и третье — число НСС. Погрешности аппроксимации приведены в е.Д.

№	Схема ИНС	Число коэф. ИНС	Погрешность аппроксимации учебника	Погрешность аппроксимации тестового набора	Погрешность аппроксимации валидационного набора
1	25-50-40	3201	2.77	2.80	2.79
2	25-10-40	1601	2.78	2.80	2.79
3	25-0-40	1201	2.82	2.83	2.82
4	30-0-40	1401	2.80	2.80	2.80
5	35-0-40	1601	2.78	2.80	2.79
6	50-0-60	3301	2.72	2.74	2.74
7	50-0-50	2751	2.73	2.75	2.75
8	50-0-40	2201	2.75	2.76	2.77
9	40-0-60	2701	2.71	2.73	2.73
10	35-0-60	2401	2.71	2.73	2.72
11	40-0-50	2251	2.74	2.76	2.76
12	30-0-60	2101	2.72	2.74	2.74
13	40-0-70	3151	2.70	2.73	2.73
14	35-0-65	2601	2.70	2.72	2.72
15	35-0-55	2201	2.72	2.74	2.74

что при уменьшении числа ГК полосы озона до 10 погрешность аппроксимации σ_{ann} (ПА) практически не изменилась (строка 2), но при уменьшении этого количества до 0 наблюдается рост ПА на 0.03–0.04 е.Д. для всех трех подвыборок. Чтобы компенсировать этот рост, увеличим количество ГК всего спектра. Как видно, увеличение этого количества на 5 (строка 4) не дает полной компенсации, а увеличение на 10 — практически полностью компенсирует отмену использования ГК полосы озона (строка 5). Поэтому далее мы рассматриваем варианты без использования ГК полосы озона. По ряду очевидных причин желательно использовать возможно более простую структуру ИНС с минимальным количеством определяемых при обучении коэффициентов. Для этого рассмотрим несколько вариантов ИНС и выберем вариант, оптимальный с точки зрения сочетания малой погрешности аппроксимации и небольшого числа определяемых коэффициентов.

В качестве заведомо избыточного варианта ИНС рассмотрим вариант с 50 ГК и 60 НСС (строка 6). Как видно, ПА относительно основного варианта уменьшилась на 0.05–0.06 е.Д. для всех трех подвыборок. Ниже в строках 7–15 мы варьировали количество ГК и НСС, анализируя ПА. На основе этого анализа мы выбрали для дальнейшей работы вариант строки 15: 35 ГК спектра и 55 НСС.

Выбор структуры ИНС был выполнен для слоя атмосферы ниже 400 гПа. Чтобы убедиться в пригодности того же выбора и для слоя ниже 300 гПа, сравним в табл. 3 ПА для выбранной и избыточной схем ИНС. Поскольку выбор верхней границы рассматриваемого слоя связан с широтной зо-

ной, выполним эти сравнения как для всех широт, так и исключив полярные и близкие к ним широты для пояса 60° ю.ш. — 60° с.ш.

Табл. 3 показывает, что рост ПА при переходе от избыточной к выбранной схеме не превосходит 0.07 е.Д. на учебном наборе данных и 0.03–0.04 е.Д. на тестовом и валидационном наборах, что позволяет сделать вывод о пригодности использования выбранной конфигурации ИНС и для слоя атмосферы ниже 300 гПа.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Сопоставление с данными наземных FTIR-измерений

Полученные ИНС мы применили, чтобы обработать измерения ИКФС-2 вблизи наземных станций сети IRWG-NDACC, оснащенных ФС высокого спектрального разрешения Bruker IFS 125HR, измеряющими спектры прямого солнечного ИК-излучения в безоблачной атмосфере или в больших разрывах облаков. Это позволило нам сравнить величины ТСО, полученные с помощью нашей методики, с данными независимых FTIR-измерений (<https://www-air.larc.nasa.gov/missions/ndacc/data.html>). Географические координаты и высоты станций над уровнем моря показаны в табл. 4. В последнем столбце табл. 4 приведены также некоторые особенности расположения станций, которые могут влиять на результаты сопоставления с данными спутниковых измерений. Так, например, для сопоставления с наземными измерениями брались в расчет осредненные за день спутниковые измерения в радиусе 200 км от наземных станций, т.е. при расположении станции в горной местности, часть

Таблица 3. Погрешности аппроксимации приведены в е.Д. для двух структур ИНС для всех широт и средних, и тропических широт. Верхняя граница расчета ТСО 300 гПа

№	Схема ИНС	Число коэфф-в ИНС	Погрешность аппроксимации учебника	Погрешность аппроксимации естового набора	Погрешность аппроксимации валидационного набора
200 эпох, все широты					
1	50-0-60	3301	3.66	3.73	3.72
2	35-0-55	2201	3.69	3.76	3.75
200 эпох, пояс широт 60° ю.ш. — 60° с.ш.					
4	35-0-55	2201	3.56	3.62	3.64
5	50-0-60	3301	3.50	3.60	3.60

спутниковых данных может захватывать как горы, так и низменности, а при расположении станции на островах, большая часть спутниковых измерений может относиться к водной поверхности, а не к самой станции.

Как видно из табл. 4, все станции, за исключением трех, расположены в Северном полушарии. Среди них 7 станций находятся в Европе, 5 — в Северной Америке, 2 — в Японии, 2 — на островах. В высоких широтах находятся 5 станций, в средних — 10, в тропических — 4 станции. Таким образом, рассматриваемые FTIR-измерения охватывают все широтные зоны от средних широт Южного полушария до высоких широт Северного полушария.

Чтобы подтвердить обоснованность выбора количества ГК и НСС, мы выполнили сравнения спутниковых измерений ТСО, полученных при разных вариантах структуры ИНС, с данными FTIR-измерения. Эти сопоставления с независимыми данными позволяют сделать более обоснованный выбор структуры сети, чем анализ ПА. Результаты сравнений спутниковых и на-

земных измерений ТСО в слое тропосферы ниже 400 гПа для каждой станции приведены в табл. 5. Отметим, что для спутниковых измерений осреднялись все данные за день, попадающие в круг радиусом 200 км от станции, а для наземных измерений — брались среднедневные значения для каждого дня сопоставлений.

СОР для разных станций значительно отличаются друг от друга, что можно объяснить как особенностями расположения станций (стабильность воздушных масс, высота, окрестности и т.д.), так и различными методиками интерпретации ИК-спектроскопических данных на разных станциях. Несмотря на то, что все станции принадлежат одной сети и они оборудованы идентичными приборами, на каждой станции исследователи используют свои методики интерпретации спектроскопических данных, адаптированные к особенностям приборов, измерений и условий на станциях. В настоящее время в рамках проекта TOAR-II вводится единая методика интерпретации, результаты которой пока еще не получены на всех станциях. СР между наземными измере-

Таблица 4. Географические координаты и высоты над уровнем моря станция IRWG-NDACC

	Станция	Широта	Долгота	Высота	Примечания
1	Eureka, Канада	80.05° N	86.42° W	610 м	ледник
2	Ny Ålesund, Норвегия	78.92° N	11.93° E	15 м	остров
3	Thule (Гренландия), Дания	76.53° N	68.74° W	220 м	ледник
4	Kiruna, Швеция	67.84° N	20.41° E	419 м	
5	Harestua, Норвегия	60.2° N	10.8° E	596 м	
6	St. Petersburg, Россия	59.9° N	29.8° E	20 м	
7	Bremen, Германия	53.1° N	8.8° E	27 м	
8	Zugspitze, Германия	47.42° N	10.98° E	2964 м	горы
9	Jungfraujoch, Швейцария	46.55° N	7.98° E	3580 м	горы
10	Toronto - ТАО, Канада	43.66° N	79.40° W	174 м	
11	Rikubetsu, Япония	43.46° N	143.77° E	380 м	остров
12	Boulder (Колорадо), США	39.99° N	105.26° W	1634 м	горы
13	Tsukuba, Япония	36.05° N	140.13° E	31 м	остров
14	Izaña (Тенерифе), Испания	28.30° N	16.48° W	2367 м	малый остров
15	Mauna Loa (Гавайи), США	19.54° N	155.58° W	3397 м	малый остров
16	Altzomoni, Мексика	19.12° N	98.66° W	3985 м	горы
17	Maido (Ре-Юнион), Франция	21.1° S	55.4° E	2155 м	малый остров
18	Wollongong, Австралия	34.41° S	150.88° E	30 м	
19	Lauder, Новая Зеландия	45.04° S	169.68° E	370 м	остров

Таблица 5. Сопоставление ТСО в слое ниже 400 гПа по данным FTIR-измерений и ИКФС-2 (N – число сопоставлений, Δ – средняя разность в е.Д. (FTIR минус ИКФС-2), σ – стандартное отклонение разностей в е.Д.

Станция	Примечания	N	35-0-60		50-0-60		35-0-65		35-0-55		25-0-40	
			Δ	σ	Δ	σ	Δ	σ	Δ	σ	Δ	σ
Eureka	ледник	282	+3.7	4.2	+3.6	4.2	+3.7	4.2	+3.6	4.2	+3.7	4.2
Ny Ålesund	остров	120	-0.22	4.4	-0.08	4.4	-0.23	4.4	-0.13	4.4	0.02	4.4
Thule	ледник	553	+2.1	3.4	+2.2	3.4	+2.1	3.4	+2.0	3.4	+2.3	3.3
Kiruna		491	+1.3	3.9	+1.2	3.8	+1.3	3.9	+1.3	3.8	+1.1	3.9
Harestua		153	-0.55	2.6	-0.47	2.6	-0.6	2.6	-0.41	2.5	-0.65	2.6
St. Petersburg		247	+0.42	3.7	+0.68	3.5	+0.42	3.7	+0.84	3.6	+0.47	3.7
Bremen		129	+0.68	2.5	+0.66	2.6	+0.68	2.5	+0.64	2.7	+0.62	2.7
Zugspitze	горы	559	-10.5	3.1	-10.5	3.1	-10.5	3.1	-10.4	3.1	-10.2	2.9
Jungfrauoch	горы	441	-12.6	2.1	-12.6	2.1	-12.6	2.1	-12.5	2.0	-12.2	2.0
Toronto – TAO		679	+2.2	4.0	+1.9	4.0	+2.2	4.0	+1.9	4.1	+2.3	4.0
Rikubetsu	остров	100	-1.0	3.4	-1.3	3.5	-1.0	3.4	-1.2	3.5	-0.7	3.3
Boulder	горы	367	-1.9	2.2	-1.8	2.2	-1.9	2.2	-1.9	2.2	-2.3	2.3
Tsukuba	остров	184	+2.8	4.0	+2.6	3.8	+2.8	4.0	+2.6	4.1	+3.6	3.9
Izaña	малый остров	395	-8.7	2.0	-8.2	1.9	-8.7	2.0	-8.2	2.0	-8.8	2.0
Mauna Loa	малый остров	659	-8.3	2.5	-8.5	2.3	-8.3	2.5	-8.5	2.1	-8.3	2.3
Altzomoni	горы	216	-12.0	2.5	-10.1	2.1	-12.0	2.5	-11.1	2.2	-11.1	2.5
Maido	малый остров	342	-5.6	2.2	-5.7	2.3	-5.8	2.2	-5.8	2.1	-5.7	2.4
Wollongong		212	+2.1	2.6	+3.5	2.7	+2.1	2.6	+2.7	2.8	+3.0	2.7
Lauder	остров	940	+1.1	2.0	+1.2	2.1	+1.1	2.0	+1.2	2.1	+1.3	2.0
Все		7069		3.02		2.98		3.02		2.99		2.99

ниями хорошо отражают высоту расположения станции, чем выше станция (особенно это касается станций, расположенных в единичных горах, окруженных плоскогорьем), тем сильнее завышают спутниковые данные наземные измерения вследствие того, что в радиус вокруг станции попадает много измерений с центрами пикселей на более низких высотах.

Как видно из табл. 5, все варианты ИНС дают незначимо различающиеся результаты при сравнении спутниковых измерений ТСО с независимыми измерениями. Поэтому мы ниже будем опираться на сделанный выше выбор и рекомендуем для определения ТСО с помощью спектральных измерений ИКФС-2 использовать сеть ИНС 35-0-55. Для этой сети мы также сопоставили данные по всем станциям, но уже для слоя тропосферы от поверхности до 300 гПа. В табл. 6 приведены средние по всем станциям СР для двух слоев тропосферы

для случаев, когда для сопоставления мы осредняли спутниковые данные в радиусе 100 км и 200 км.

При уменьшении радиуса осреднения спутниковых измерений СОР в среднем заметно не изменяются, хотя, конечно, на разных станциях ситуации различаются. В целом можно говорить о согласии около 3 е.Д. для всех рассмотренных вариантов сопоставления, что составляет ~15% от ТСО по данным FTIR-измерений.

Таблица 6. Средние по 19 станциям стандартные отклонения разностей в величинах ТСО по данным FTIR-измерений и ИКФС-2

Слой тропосферы до уровня	Радиус осреднения ИКФС-2	
	100 км	200 км
300 гПа	2.91 е.Д.	2.95 е.Д.
400 гПа	3.00 е.Д.	2.99 е.Д.

3.2. Сопоставление с данными спутниковых измерений прибором IASI

Мы также сопоставили поля распределения ТСО, полученные из данных ИКФС-2 для слоя тропосферы до 300 гПа, с данными аналогичных измерений спутниковым прибором IASI, сходным по характеристикам с данными прибора ИКФС-2. Приборы IASI находятся на борту полярных спутников серии MetOp (-А, -В, -С), расположенных, как и КА серии «Метеор-М» № 2, на солнечно-синхронных орбитах. Используемые для сопоставления данные IASI (IASI_LATMOS) основаны на интерпретации измеренных спектров с помощью алгоритма FORLI лаборатории LATMOS [Boynard et al., 2018], принятого в качестве алгоритма оперативной обработки спектральных данных IASI (Daily IASI/Metop-A ULB-LATMOS ozone (O3) L2 product, доступен на сайте <https://iasi.aeris-data.fr/catalog/>). Предварительно как данные IASI, так и данные ИКФС-2 были приведены на единую сетку в 1 градус по долготе и широте для всего земного шара.

На рис. 2 приведены примеры среднемесячных величин ТСО на основе измерений ИКФС-2 и IASI_LATMOS за май и ноябрь 2019 г. Основ-

ные особенности распределения ТСО повторяются по двум наборам данных. Для мая 2019 г. (рис. 2а) это максимум в северном полушарии со значениями ~30–40 е.Д. и минимум в южном, с минимумом над территорией Тихого океана в области тропиков (15–20 е.Д.). Для ноября 2019 г. (рис. 2б) ситуация более сложная с максимумом в северном полушарии, а также в южном, но в области тропиков.

В табл. 7 приведены СР и СОР между измерениями ИКФС-2 и IASI для 6 широтных зон. Наибольшие разности наблюдаются в полярной области южного полушария. Причем если максимальная СР приходится на ноябрь (9.8 е.Д.), то максимальная СОР — на май (5.5 е.Д.). Лучшее согласие между данными в оба месяца приходится на область тропиков южного полушария (0–30 ю.ш.), где СР и СОР составляют 2.1–2.2 е.Д. и 2.7–2.9 е.Д., соответственно. Наблюдаемые величины СР и СОР меньше в мае, чем в ноябре. Минимум приходится на полярную область северного полушария (60–90 с.ш.) и средние широты южного (30–60 ю.ш.) (СР и СОР менее 1 е.Д.).

При сопоставлении наших результатов с различными независимыми данными следует иметь

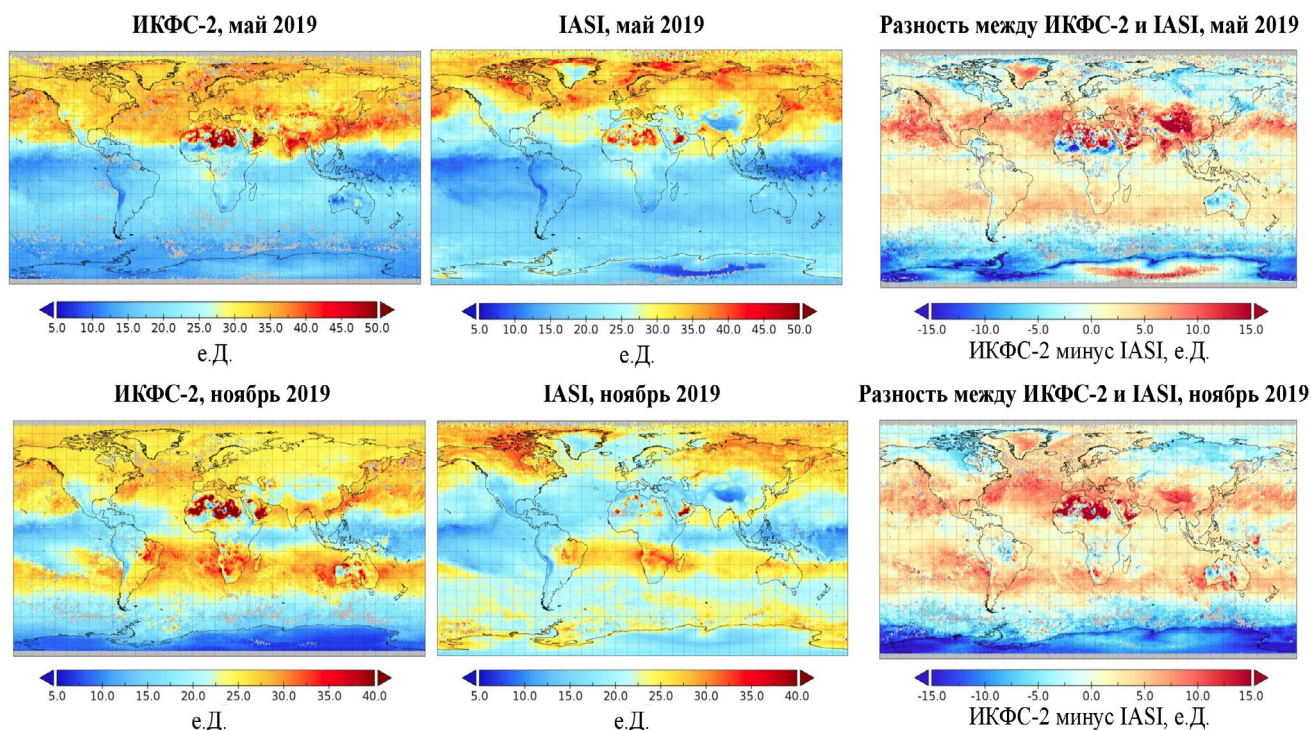


Рис. 2. Пространственное распределение среднемесячных величин ТСО по данным дневных и ночных измерений ИКФС-2 (слева), IASI_LATMOS (посередине) и разность между ними (справа) — в мае и ноябре 2019 г.

Таблица 7. Характеристики разности среднемесячного TCO по данным измерений ИКФС-2 и IASI_LATMOS за май и ноябрь 2019 г.

Широтная зона	СР (май/ноябрь 2019 г.), е.Д.	СОР (май/ноябрь 2019 г.), е.Д.
60–90 с.ш.	-0.7/-0.7	3.2/3.4
30–60 с.ш.	3.5/3.7	4.6/3.6
0–30 с.ш.	2.6/3.5	4.6/4.5
0–30 ю.ш.	2.2/2.7	2.1/2.9
30–60 ю.ш.	-0.5/0.6	3.7/4.1
60–90 ю.ш.	-6.6/-9.8	5.5/3.9

в виду, что решение обратной задачи методами аппроксимации учебного набора пар (в частности, с помощью ИНС) способно дать хорошие результаты лишь при условии статистического соответствия обучающей выборки и состояний атмосферы при измерениях. Поскольку подавляющее большинство станций озонзондирования расположены на суше в умеренных и высоких широтах, то именно для суши умеренных и высоких широт и следует ожидать наилучшего согласия с данными независимых измерений. Так, например, над территорией России различия данных ИКФС-2 и IASI невелики. Вместе с тем в пустынях станции озонзондирования отсутствуют. Вследствие этого на рис. 2 можно заметить большие разности данных над пустынной зоной африканского континента.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен алгоритм определения TCO на основе спектров уходящего теплового излучения. Алгоритм реализован для российского прибора ИКФС-2 на борту КА «Метеор-М» № 2. Методика основана на использовании метода ИНС и метода главных компонент. Оценка погрешности аппроксимации на учебном и тестовых наборах данных не превосходит 2.8 е.Д. для слоя ниже 400 гПа и 3.8 е.Д. для слоя атмосферы ниже 300 гПа.

Проведена валидация полученных спутниковых измерений TCO в окрестностях 19 станций международной наблюдательной сети IRWG-NDACC, расположенных в различных регионах земного шара. Стандартные отклонения разностей с данными FTIR измерений состави-

ли от 2 до 4 е.Д., что согласуется с результатами других авторов для аналогичных алгоритмов. На основе проведенного сопоставления выбраны параметры оптимальной ИНС для решения обратной задачи интерпретации спектров, измеренных ИКФС-2. Для обучения оптимально использовать набор пар, включающий все спектры ИКФС-2, в том числе облачные, с допустимым рассогласованием с измерениями на станциях озонзондирования в 200 км по пространству и 24 часа по времени. Помимо ГК спектров в набор предикторов ИНС необходимо включить зенитный угол спутника, широту и день года измерения. Оптимальная структура ИНС: 35 ГК всего спектра, 0 ГК полосы озона и 55 НСС.

Приведены примеры полученных полей распределения TCO по всему земному шару.

БЛАГОДАРНОСТИ

Благодарим НИЦ «Планета» за предоставление доступа к результатам спектральных измерений ИКФС-2. Благодарим авторов программ из библиотеки программ МГУ за предоставление свободного доступа к исходным текстам программ.

Данные наземных измерений FTIR-измерений предоставлены исследователями со станций наблюдательной сети IRWG-NDACC, данные доступны на сайте <https://www-air.larc.nasa.gov/missions/ndacc/data.html#>. Гомогенизированные данные озонзондирования предоставлены рабочей группой HEGIFTOM в рамках проекта TOAR-II, данные доступны на сайте <https://hegiftom.meteo.be/>.

Авторы благодарят AERIS за обеспечение доступа к данным IASI; ULB-ATMOS за разработку методик измерения озона; Eumetsat/AC SAF за создание готового продукта. Данные измерений IASI доступны на сайте <https://iasi.aeris-data.fr/catalog/>, данные FTIR-измерений — на сайте <https://www-air.larc.nasa.gov/missions/ndacc/data.html#>.

Наземные спектроскопические измерения на станции NDACC St.Petersburg были выполнены на научном оборудовании ресурсного центра СПбГУ «Геомодель».

Исследование профинансировано грантом Российского научного фонда № 23-27-00166, <https://rscf.ru/project/23-27-00166/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андреев В.В., Аршинов М.Ю., Белан Б.Д., Белан С.Б., Давыдов Д.К., Демин В.И., Дудорова Н.В., Еланский Н. Ф., Жамсуева Г. С., Заяханов А. С., Иванов Р. В., Ивлев Г. А., Козлов А. В., Коновальцева Л.В., Коренский М.Ю., Котельников С.Н., Кузнецова И.Н., Лапченко В.А., Лезина Е.А., Оболкин В.А., Постыляков О.В., Потемкин В.Л., Савкин Д.Е., Семутникова Е.Г., Сенник И.А., Степанов Е.В., Толмачев Г.Н., Фофанов А.В., Ходжер Т.В., Челибанов И.В., Челибанов В.П., Широков В.В., Шукуров К.А. Концентрация тропосферного озона на территории России в 2022 г. // Оптика атмосферы и океана. 2023. Т. 36. № 08. С. 642–655. DOI: 10.15372/AOO20230804
- Виролайнен Я.А., Ионов Д.В., Поляков А.В. Анализ результатов многолетних измерений содержания озона в тропосфере на станции СПбГУ в Петергофе // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2023а. Т. 59. № 3. С. 336–345. DOI: 10.31857/S0002351523030094
- Виролайнен Я.А., Неробелов Г.М., Поляков А.В. Сопоставление спутниковых и наземных измерений содержания озона в слое тропосферы в окрестностях Санкт-Петербурга // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2023б. Т. 59. № 4. С. 474–484. DOI: 10.31857/S0002351523040144
- Гаркуша, А.С., Поляков, А.В., Тимофеев, Ю.М., Виролайнен, Я.А. Определение общего содержания озона по данным измерений спутникового ИК Фурье-спектрометра // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 4. С. 493–501. DOI: 10.7868/S0003351517040079
- Еланский Н.Ф., Голицын Г.С., Крутцен П.Й., Беликов И.Б., Бреннинкмайер К.А.М., Скороход А.И. Наблюдения состава атмосферы над Россией: Эксперименты TROICA // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2021. Т. 57. № 1. С. 79–98.
- Звягинцев А.М. Пространственно-временная изменчивость озона в тропосфере. Дис. на соиск. учен. степ. докт. физ.-мат. наук. М., 2013. 179 с.
- Кароль И.Л., Киселев А.А., Генихович Е.Л., Чичерин С.С. Короткоживущие радиационно-активные примеси в атмосфере и их роль в современных изменениях климата // Труды ГГО. 2012. № 567. С. 5–82.
- Матвиенко Г.Г., Бабушкин П.А., Бобровников С.М., Боровой А.Г., Бочковский Д.А., Галилейский В.П., Гришин А.И., Долгий С.И., Елизаров А.И., Кокарев Д.В., Коношонкин А.В., Крючков А.В., Кустова Н.В., Невзоров А.В., Маричев В.Н., Морозов А.М., Ошляков В.К., Романовский О.А., Суханов А.Я., Трифонов Д.А., Яковлев С.В., Садовников С.А., Невзоров А.А., Харченко О.В. Лазерное и оптическое зондирование атмосферы // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 9. С. 726–740.
- Поляков А.В. Использование метода искусственных нейронных сетей при восстановлении вертикальных профилей атмосферных параметров. // Оптика атмосферы и океана. 2014а. Т. 27. № 1. С. 34–39.
- Поляков А.В., Тимофеев Ю.М., Виролайнен Я.А. Применение искусственных нейронных сетей в температурно-влажностном зондировании атмосферы // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014б. Т. 50. № 3. С. 373–380.
- Рублев А.Н., Успенский А.Б., Троценко А.Н., Удалова Т.А., Волкова Е.В. Детектирование и оценка балла облачности по данным атмосферных иззондировщиков высокого спектрального разрешения // Исследование Земли из космоса. 2004. № 3. С. 43–51.
- Amann, M., Derwent, D., Forsberg, B., Hänninen, O., Hurley, F. Et al. (2008). Health risks of ozone from long-range transboundary air pollution. World Health Organization. Regional Office for Europe. <https://apps.who.int/iris/handle/10665/326496>
- Antokhin P.N., Arshinov M.Yu., Belan B.D., Davydov D.K., Zhidovkin E.V., Ivlev G.A., Kozlov A.V., Kozlov V.S., Panchenko M.V., Penner I.E., Pestunov D.A., Simonenkov D.V., Tolmachev G.N., Fofonov A.V., Shamanaev V.S., Shmargunov V.P. Optik AN30 aircraft laboratory: 20 years of environmental research // J. Atmos. and Oceanic Technology. 2012. V. 29. № 1. P. 64–75.
- Asmus, V.V., Timofeyev, Y.M., Polyakov, A.V. et al. Atmospheric temperature sounding with the Fourier spectrometer. // Izv. Atmos. Ocean. Phys. 2017. V. 53. P. 428–432. <https://doi.org/10.1134/S0001433817040028>
- Asmus A.A., Zagrebaev V.A., Makridenko L.A., Milekhin O.E., Solovyev V.I., Uspenskii A.B., Frolov A.V., Khailov M.N. Meteorological satellites based on Meteor-M polar orbiting platform // Russ Meteorol Hydrol. 2014. V. 39. № 12. P. 787–794.
- Belan B.D., Ancellet G., Andreeva I.S., Antokhin P.N., Arshinova V.G., Arshinov M.Y., Balin Y.S., Barsuk V.E., Belan S.B., Chernov D.G., Davydov D.K., Fofonov A.V., Ivlev G.A., Kotelnikov S.N., Kozlov A.S., Kozlov A.V., Law K., Mikhail'chishin A.V., Moseikin I.A., Nasonov S.V., Nedelec P., Okhlopko O.V., Ol'kin S.E., Panchenko M.V., Paris J.-D., Penner I.E., Ptashnik I.V., Rasskazchikova T.M., Reznikova I.K., Romanovskii O.A., Safatov A.S., Savkin D.E., Simonenkov D.V., Sklyadnaya T.K., Tolmachev G.N., Yakovlev S.V., Zenkova P.N. Integrated airborne investigation of the air composition over the Russian sector of the Arctic // Atmos. Meas. Tech. 2022. V. 15. № 13. P. 3941–3967.

- Boynard A., Hurtmans D., Garane K., Goutai, F., Hadji-Lazaro J., Koukouli M.E., Wespes C., Vigouroux C., Keppens A., Pommereau J.-P., Pazmino A., Balis D., Loyola D., Valks P., Sussmann R., Smale D., Coheur P.-F., Clerbaux C. Validation of the IASI FORLI/EUMETSAT ozone products using satellite (GOME-2), ground-based (Brewer–Dobson, SAOZ, FTIR) and ozonesonde measurements // *Atmos. Meas. Tech.* 2018. V. 11. № 9. P. 5125–5152.
- Cuesta J., Eremenko M., Liu X., Dufour G., Cai Z., Höpfner M., von Clarmann T., Sellitto P., Foret G., Gaubert B., Beekmann M., Orphal J., Chance K., Spurr R., Flaud J.-M. Satellite observation of lowermost tropospheric ozone by multispectral synergism of IASI thermal infrared and GOME-2 ultraviolet measurements over Europe // *Atmos. Chem. Phys.* 2013. V. 13: № 19. P. 9675–9693.
- Dorokhov V., Yushkov V., Makshtas A., Ivlev G., Tereb N., Savinykh V., Shepelev D., Nakajima H., McElroy C.T., Tarasick D., Goutail F., Pommereau J.-P., Pazmino A. Brewer, SAOZ and Ozonesonde Observations in Siberia // *Atmosphere-Ocean*. 2013. V. 51. № 3, P. 14–18.
- Dufour G., Eremenko M., Griesfeller A., Barret B., LeFlochmoën E., Clerbaux C., Hadji-Lazaro J., Coheur P.-F., Hurtmans D. Validation of three different scientific ozone products retrieved from IASI spectra using ozonesondes // *Atmos. Mes. Tech.* 2012. V. 5. № 3. P. 611–630.
- Forster, P., T. Storelvmo, K. Armour, W. Collins, J.-L. Dufresne, D. Frame, D.J. Lunt, T. Mauritsen, M.D. Palmer, M. Watanabe, M. Wild, and H. Zhang, 2021: 7. The Earth's Energy Budget, Climate Feedbacks, and Climate Sensitivity. In *Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. https://www.ipcc.ch/report/ar6/wg1/downloads/report/IPCC_AR6_WGI_Chapter07.pdf
- Gaudel A., Cooper O.R., Ancellet G., Barret B., Boynard A., Burrows, J.P. Clerbaux C., Coheur P.-F., Cuesta J., Cuevas E., Doniki S., Dufour G., Ebojie F., Foret G., Garcia O., Granados-Muñoz M.J., Hannigan J.W., Hase F., Hassler B., Huang G., Hurtmans D., Jaffe D., Jones N., Kalabokas P., Kerridge B., Kulawik S., Latter B., Leblanc T., Le Flochmoën E., Lin W., Liu J., Liu X., Mahieu E., McClure-Begley A., Neu J.L., Osman M., Palm M., Petetin H., Petropavlovskikh I., Querel R., Rahpoe N., Rozanov A., Schultz M.G., Schwab J., Siddans R., Smale D., Steinbacher M., Tanimoto H., Tarasick D.W., Thouret V., Thompson A.M., Trickl T., Weatherhead E., Wespes C., Worden H.M., Vigouroux C., Xu X., Zeng G., Ziemke J. Tropospheric Ozone Assessment Report: Present-day distribution and trends of tropospheric ozone relevant to climate and global atmospheric chemistry model evaluation // *Elementa: Science of the Anthropocene*. 2018. V. 39. № 6.
- Golovin Y.M., Zavelevich F.S., Nikulin A.G., Kozlov D.A., Monakhov D.O., Kozlov I.A., Arkhipov S.A., Tselikov V.A., Romanovskii A.S. Spaceborne infrared Fourier-transform spectrometers for temperature and humidity sounding of the Earth's atmosphere // *Izv Atm Ocean Phys* 2014. V50. № 9. P. 1004–1015 .
- Hubert D., Heue K.-P., Lambert J.-C., Verhoelst T., Allart M., Compernelle S., Cullis P.D., Dehn A., Félix C., Johnson B.J., Keppens A., Kollonige D.E., Lerot C., Loyola D., Maata M., Mitro S., Mohamad M., PETERS A., Romahn F., Selkirk H.B., da Silva F.R., Stauffer R.M., Thompson A.M., Veefkind J.P., Vömel H., Witte J.C., Zehner C. TROPOMI tropospheric ozone column data: geophysical assessment and comparison to ozonesondes, GOME-2B and OMI // *Atmos. Meas. Tech.* 2021. V. 14. № 12. P. 7405–7433.
- Polyakov, A.; Virolainen, Y.; Nerobelov, G.; Kozlov, D.; Timofeyev, Y. Six Years of IKFS-2 Global Ozone Total Column Measurements. // *Remote Sens.* 2023. V. 15. P. 2481. <https://doi.org/10.3390/rs15092481>
- Polyakov, A., Virolainen, Y., Nerobelov, G., Timofeyev, Y. & Solomatnikova, A. Total ozone measurements using IKFS-2 spectrometer aboard MeteorM N2 satellite in 2019–2020. // *International Journal of Remote Sensing*. 2021. V. 42. № 22. P. 8709–8733.
- Stanek L.W., Brown J.S., Stanek J., Gift J., Costa D.L. Air pollution toxicology — a brief review of the role of the science in shaping the current understanding of air pollution health risks // *Toxicol Sci.* 2011. V. 120. № 1. P. S8–S27. doi: 10.1093/toxsci/kfq367.
- IPCC: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / Eds. Stocker T.F., Qin D., Plattner G.-K., Tignor M., Allen S.K., Boschung J., Nauels A., Xia Y., Bex V., Midgley P.M. NY (USA): Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, 2013. 1535 pp.
- Tarasick D., Galbally I.E., Cooper O.R., Schultz M.G., Ancellet G., Leblanc T., Wallington T.J., Ziemke J., Liu X., Steinbacher M., Staehelin J., Vigouroux C., Hannigan J.W., García O., Foret G., Zanis P., Weatherhead E., Petropavlovskikh I., Worden H., Osman M., Liu J., Chang K.-L., Gaudel A., Lin M., Granados-Muñoz M., Thompson A.M., Oltmans S.J., Cuesta J., Dufour G., Thouret V., Hassler B., Trickl T., Neu J.L. Tropospheric Ozone Assessment Report: Tropospheric ozone from 1877 to 2016, observed levels, trends and uncertainties // *Elementa: Science of the Anthropocene*. 2019. V. 39 № 7. doi:10.1525/elementa.376/
- Tarasick D.W., Smit H.G.J., Thompson A.M., Morris G.A., Witte J.C., Davies J., et al. Improving ECC ozonesonde data quality: Assessment of current methods

- and outstanding issues // *Earth and Space Science*. 2021. 8, e2019EA000914. <https://doi.org/10.1029/2019EA000914>
- Timofeyev Y.M., A.B. Uspensky, F.S. Zavelevich, A.V. Polyakov, Y.A. Virolainen, A.N. Rublev, A.V. Kukharsky, J.V. Kiseleva, D.A. Kozlov, I.A. Kozlov, A.G. Nikulin, V.P. Pyatkin, E.V. Rusin* Hyperspectral infrared atmospheric sounder IKFS-2 on “Meteor-M” No. 2 – Four years in orbit // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. V. 238, 2019. №106579. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2019.106579>
- Vigouroux C., Blumenstock T., Coffey M., Errera Q., García O., Jones N.B., Hannigan J.W., Hase F., Liley B., Mahieu E., Mellqvist J., Notholt J., Palm M., Persson G., Schneider M., Servais C., Smale D., Thölix L., De Mazière M.* Trends of ozone total columns and vertical distribution from FTIR observations at eight NDACC stations around the globe // *Atmos. Chem. Phys.* 2015. V. 15. № 6. P. 2915–2933.
- Virolainen Y., Nerobelov G., Polyakov A., Akishina S.* Comparison of satellite and ground-based measurements of tropospheric ozone // *Proceedings of SPIE, 29th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics*. 2023. V. 12780. P. 127804X. doi: 10.1117/12.2688764.short
- Wu S., Mickley L.J., Jacob D.J., Logan J.A., Yantosca R.M., Rind D.* Why are there large differences between models in global budgets of tropospheric ozone? // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. № D05302.
- Young P.J., Archibald A.T., Bowman K.W., Lamarque J.-F., Naik V., Stevenson D.S., Tilmes S., Voulgarakis A., Wild O., Bergmann D., Cameron-Smith P., Cionni I., Collins W.J., Dalsøren S.B., Doherty R.M., Eyring V., Faluvegi G., Horowitz L.W., Josse B., Lee Y.H., MacKenzie I.A., Nagashima T., Plummer D.A., Righi M., Rumbold S.T., Skeie R.B., Shindell D.T., Strode S.A., Sudo K., Szopa S., Zeng G.* Pre-industrial to end 21st century projections of tropospheric ozone from the Atmospheric Chemistry and Climate Model Intercomparison Project (ACCMIP) // *Atmos. Chem. Phys.* 2013. V. 13, № 4. P. 2063–2090.
- Ziemke J.R., Chandra S., Duncan B.N., Froidevaux L., Bhartia P.K., Levelt P.F. and Waters J.W.* Tropospheric ozone determined from Aura OMI and MLS: Evaluation of measurements and comparison with the Global Modeling Initiative’s Chemical Transport Model // *J. Geophys. Res.*, 2006. V. 111, № D19303. doi:10.1029/2006JD007089.

TECHNIQUE FOR DETERMINATION OF TROPOSPHERIC OZONE CONTENT FROM SPECTRAL MEASUREMENTS OF OUTGOING THERMAL RADIATION BY SATELLITE INSTRUMENT IKFS-2.

A. V. Polyakov^{1,*}, Ya. A. Virolainen², G. M. Nerobelov^{1,2,3}, S. V. Akishina³

¹*St. Petersburg University, 7–9 Universitetskaya Embankment, St Petersburg, 199034, Russia*

²*SPC RAS — Scientific Research Centre for Ecological Safety of the Russian Academy of Sciences, Korpusnaya 18, St. Petersburg, 187110, Russia*

³*Russian State Hydrometeorological University, Maloohtinskii prospect 98, Saint-Petersburg, 195196, Russia,*

**e-mail: a.v.polyakov@spbu.ru*

A technique for determining the tropospheric ozone content (TO) from the spectra of outgoing thermal infrared (IR) radiation based on the principal component method and neural network approach is proposed. To train the artificial neural networks, TO data calculated from ozone profiles of vertical ozone content derived from ozonesondes are used. The ozone content in the atmospheric layers from the Earth's surface to levels with pressures of 400 and 300 hPa is considered as TO. The error of approximation of TO values on training data is 2.7 and 3.6 DU for layers below 400 and 300 hPa, respectively. The methodology is validated on the basis of comparison with ground-based TO measurements at the NDACC international observing network of stations using solar infrared spectra. The mean standard deviations of the differences between the ground-based infrared measurements at 19 stations and the derived TO values from the IKFS-2 data were about 3 DU. The mean differences depend on the altitude and geographical location of the ground station, varying from +3 to -12 DU. The discrepancies between the ground-based measurements and satellite data correspond to the results of other authors obtained for the IASI satellite instrument, which is close in characteristics. The paper presents examples of the global distribution of mean monthly TO values for different seasons.

Keywords: tropospheric ozone, remote sensing of the atmosphere, IKFS-2

УДК 551.510.53

ВЛИЯНИЕ ЭМИССИЙ ГОРЕНИЯ ИСКОПАЕМЫХ ТОПЛИВ И ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ НА КАЧЕСТВО ВОЗДУХА ГОРОДСКОЙ СРЕДЫ ПРОМЫШЛЕННОГО ЦЕНТРА ЗАПАДНОЙ СИБИРИ

© 2024 г. Д. А. Хозяинова^а, О. Б. Поповичева^{б, *}, М. А. Чичаева^а,
Р. Г. Ковач^а, В. Ю. Слободян^с, Н. С. Касимов^а

^аГеографический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
ГСП-1, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991, Россия

^бНИИЯФ, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
ГСП-1, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991, Россия

^сАО «Институт экологического проектирования и изысканий»,
Ленинские горы, д. 1, стр. 75г Москва, 119234, Россия

*e-mail: olga.popovicheva@gmail.com

Поступила в редакцию 24.04.2024 г.

После доработки 19.06.2024 г.

Принята к публикации 10.07.2024 г.

В настоящее время особое внимание уделяется оценке качества воздуха промышленных городов в регионах, чувствительных к экологическим и климатическим изменениям. Исследования аэрозольной нагрузки атмосферы проведены в г. Новый Уренгой — промышленном центре Севера Западной Сибири — в летне-осенний сезон 2023 года. На базе мобильного Аэрозольного комплекса в реальном времени измерены счетная концентрация частиц, массовые концентрации частиц размером менее 10 мкм (PM_{10}) и 2.5 мкм ($PM_{2.5}$), и черного углерода (BC) — наиболее экологически значимой компоненты загрязненной атмосферы. Вклад эмиссий горения ископаемых топлив FF% и биомасс BV% оценен на основе аэталометрической модели. Кластерный анализ распределения BC зависимости от скорости и направления указал местоположение сектора источников высоких концентраций. Уровень BC увеличивался в четырех эпизодах загрязнения в среднем в 2 раза в сравнении с уровнем городских эмиссий. Концентрация eBC в эпизоде максимального загрязнения возрастала до 4 раз, а процент сжигания ископаемых топлив FF% достигал 96%. По распределению FF% выявлено направление влияния эмиссий крупнейшего промышленного источника ТЭК УНГКМ, по BV% зарегистрирован эпизод влияния дымовых эмиссий природных пожаров на юге Сибири.

Ключевые слова: качество воздуха, городские эмиссии, горение, черный углерод

DOI: 10.31857/S0002351524050069 EDN: HXWNWG

1. ВВЕДЕНИЕ

В ситуации глобальных изменений климата, в центре научных исследований оказываются показатели качества воздуха и их влияние на здоровье населения [Kuula et al., 2022]. До настоящего времени эти показатели включали концентрации ряда газообразных примесей, а так же крупнодисперсных частиц размером до 10 мкм (PM_{10}) и мелкодисперсной вдыхаемой фракции частиц размером до 2.5 мкм ($PM_{2.5}$) [Ревич, 2018; Elansky et al., 2018]. Всемирной организацией здравоохра-

нения и агентствами по защите окружающей среды в разных странах, включая РФ, были введены нормативы по предельно допустимым концентрациям среднего годового и суточного содержания PM_{10} и $PM_{2.5}$ (см. детальнее [Поповичева, 2021]).

Временная изменчивость дисперсных фракций аэрозолей важна для понимания процессов образования и накопления загрязнения в атмосфере города [Аршинов и Белан, 2000]. Современные исследования физико-химических характеристик аэрозолей показывают, что число,

распределение по размерам и площадь поверхности частиц, осаждаемых в легких, в значительной степени определяются уровнем антропогенной нагрузки городской среды [Vratolis et al., 2019; Liu et al., 2023]. Химический состав аэрозолей определяется источником загрязнения (транспорт, промышленность, строительство, система отопления, дорожная пыль, природные пожары) [Amato et al., 2016] и сильно варьирует в зависимости от сезона, численности и экономической активности населения [Almeida et al., 2020; Popovicheva et al., 2024a]. Выделяются особенности влияния источников загрязнения на состояние атмосферы в развитых промышленных городах [Chen et al., 2019; Landis et al., 2019; Marinaite et al., 2022]. Исследования токсичности фракции $PM_{2.5}$ в выхлопах автомобилей показывают значительное увеличение по сравнению с городской средой [Luo et al., 2023]. На основе совместного анализа уровня PM_{10} и $PM_{2.5}$ и опасного воздействия микрочастиц в атмосфере на здоровье населения обосновывается необходимость введения новых маркеров качества воздуха и количественного анализа основных источников загрязнения городской среды [Daellenbach et al., 2020].

Среди экологически опасных аэрозольных компонентов выделяется черный углерод, образующийся в результате горения ископаемых топлив в двигателях внутреннего сгорания [Lighty et al., 2000], факельных установках [Popovicheva et al., 2019b] и при горения биомасс в природных пожарах и системах отопления [Popovicheva et al., 2015]. Глобальные антропогенные выбросы чёрного углерода оцениваются примерно в 7,2 тераграмм в год и составляют ~15% от выбросов $PM_{2.5}$, для транспортного сектора эта величина достигает 50% [Klimont et al., 2017]. В атмосфере частицы чёрного углерода формируют наиболее опасную и токсичную компоненту $PM_{2.5}$ [Paisi et al., 2024].

Особую опасность черный углерод представляет в городской среде с большим количеством источников эмиссий, повышенной транспортной нагрузкой и высокой плотностью населения. Увеличение риска хронических и респираторных заболеваний определили черный углерод важнейшим индикатором опасного влияния на здоровье [Janssen et al., 2011]. Разрабатываемый в настоящее время подход к стандартизации измерений чёрного углерода и его источников позволил включить его в число новых показателей качества воздуха

в городах Европы, особенно в северных регионах, наиболее чувствительных к климатическим изменениям [Fung et al., 2022; Savadkoobi et al., 2023; Trechera et al., 2023].

Благодаря способности поглощать солнечное излучение, черный углерод является короткоживущим климатическим трассером, вторым после углекислого газа [Assessment, 2021]. Он вызывает нагрев атмосферы, ускорение таяния снега и льда, увеличение радиационного воздействия на климат Арктики [Lee et al., 2013]. Перенос эмиссий промышленных регионов, жилого сектора, транспорта зимой и лесных пожаров летом определяют уровень загрязнения атмосферы Арктического региона черным углеродом [Виноградова и Васильева, 2017; Popovicheva et al., 2019a; Belan et al., 2022]. Особую роль играют крупномасштабные лесные пожары [Kozlov et al., 2016; Mokhov et al., 2020]. Локальные источники выбросов ВС в Арктике влияют на состояние экосистемы в целом [Schmale et al., 2018]. Анализ аэрозольного состава атмосферы особенно актуален в городах Арктического региона, где транспорт, промышленность с одной стороны и шлейфы сибирских пожаров с другой приводят к высокой степени загрязнения атмосферы [Evans et al., 2015; Рапута и др., 2017; Поповичева и др., 2020; Schneider et al., 2024].

Север Западной Сибири — один из промышленно развитых регионов России. На территории Ямало-Ненецкого автономного округа (ЯНАО) уровень техногенного воздействия при освоении недр является определяющим в формировании экологической обстановки [Виноградова, 2014]. Разработка современной технологии экодиагностики состояния окружающей среды в ЯНАО была начата установкой Аэрозольного комплекса МГУ вблизи г. Салехард [Поповичева и др., 2020]. На острове Белый проведены длительные сезонные измерения и анализа пространственного распределения антропогенных источников черного углерода зимой и лесных пожаров летом [Поповичева и др., 2022; Поповичева и др., 2023; Popovicheva et al., 2023].

Данная работа посвящена анализу влияния эмиссий горения ископаемых топлив и лесных пожаров на атмосферу промышленного центра ЯНАО. На базе Аэрозольного комплекса МГУ проведены непрерывные наблюдения в г. Новый Уренгой с июня по сентябрь 2023 г. Представлены результаты измерений счетного числа частиц

N, массовых концентраций черного углерода, $PM_{2.5}$ и PM_{10} . Развита методика анализа основных источников загрязнения атмосферы города. Проведена оценка уровня аэрозольной нагрузки атмосферы под воздействием топливно-энергетического комплекса Уренгойского нефтегазоконденсатного месторождения (ТЭК УНГКМ) и лесных пожаров.

2. МЕТОДЫ АНАЛИЗА

2.1. Регион исследования

Город Новый Уренгой является промышленным центром крупного нефтегазодобывающего региона на территории ЯНАО (см. карту рис. 1). Он находится в непосредственной близости от ТЭК УНГКМ, который занимает площадь 6500 км², состоит из 2800 эксплуатационных скважин [<https://geonovosti.terratech.ru/economy/razvitie-neftegazovykh-mestorozhdeniya-na-primere-urengoyского-mestorozhdeniya/>]. https://ru.wikipedia.org/wiki/Природный_газ <https://ru.wikipedia.org/wiki/Россия> На предприятиях УНГКМ добывается 74% всего газа России. В районе Лембейяха расположено ещё одно крупное предприятие — «Уренгойская ГРЭС». Технологические мощности городских предприятий пищевой промышленности, коммунального хозяйства, строительных и ремонтных компаний, теплоснабжения 15-ти котельных значительно меньше. В городе проживает немного более 106 тыс. человек, 80% населения работает в топливно-добывающей сфере. Транспортная нагрузка города невысока; все основные промплощадки вынесены к границе города. В регионе увеличивается доля газа в качестве топлива для автомобильной техники.

2.2. Инструментальный Аэрозольный комплекс

Инструментальный Аэрозольный комплекс МГУ (АК МГУ) установлен в центре г. Новый Уренгой (66°6'32" с.ш., 76°40'45" в.д.) на берегу реки Седе-Яха, разделяющей город на Северный и Южный районы (рис. 1). Месторасположение выбрано так, чтобы при смене направления ветра АК МГУ находился под воздействием определенных источников: на севере — спального района, на юге — многофункциональной городской зоны, где расположены большинство учреждений, железнодорожный вокзал и аэропорт, на западе — незаселенного лесотундрового ландшафта, на се-

веро-востоке, востоке и юго-востоке — промышленных зон и объектов инфраструктуры ТЭК УНГКМ, завода для подготовки природного газа, Новоуренгойского газохимического комплекса, инженерно-технических объектов, где расположены скважины добычи и факелы технологического сжигания газоконденсата. Ближайшая факельная установка находилась на расстоянии 7.3 км.

Цикл непрерывных измерений на АК МГУ проводился в течение 107 дней с 7 июня по 21 сентября 2023 года. Инструментальный комплекс мобильного мониторинга представляет собой систему мобильного мониторинга аэрозольных характеристик в реальном времени и отбора проб. Он включает диффузионный аэрозольный спектрометр ДАС 2702-М производства «Аэро-НаноТех» для измерения счётной концентрации N частиц с размером 0.2–10 мкм и оценки массовой концентрации $PM_{2.5}$ и PM_{10} . Спектрометр ДАС калибровался в стационарных условиях на Аэрозольном комплексе МГУ [<https://www.geogr.msu.ru/science/projects/IAC/>] в течение месяца до отправки в экспедицию с помощью фирменных приборов мировых сетей: оптического счетчика частиц OPS 3330, TSI (включен в состав АК МГУ в 2020 году) и осциллирующих микровесов ТЕОМ 1400, Thermo Fisher Scientific (входит в состав станции измерения воздуха «МГУ» сети ГПБУ «Мосэкомониторинг»). Регрессионный анализ счётной концентрации общего числа частиц по данным ДАС и OPS 3330 в указанном диапазоне показал высокую степень линейной зависимости с коэффициентами детерминации R^2 равным 0.85 и линейной регрессии 0.6. Массовые концентрации PM_{10} и $PM_{2.5}$ рассчитывались в программном обеспечении ДАС в предположении сферичности частиц. Регрессионный анализ по данным ДАС и ТЕОМ 1400 показал на удовлетворительную степень линейной зависимости с R^2 равными 0.62 и 0.61 и коэффициентами линейной регрессии 1.73 и 0.8, соответственно.

Массовая концентрация эквивалента черного углерода (equivalent black carbon, eBC) определялась оптическим методом с помощью аэталометра AE33 (Magee Scientific), входящего в состав АК МГУ с 2020 года. Работа прибора основана на непрерывном отборе аэрозолей из атмосферы при разных скоростях потока воздуха и одновременном измерении ослабления излучения, проходящего через два фильтра, а также через рефе-

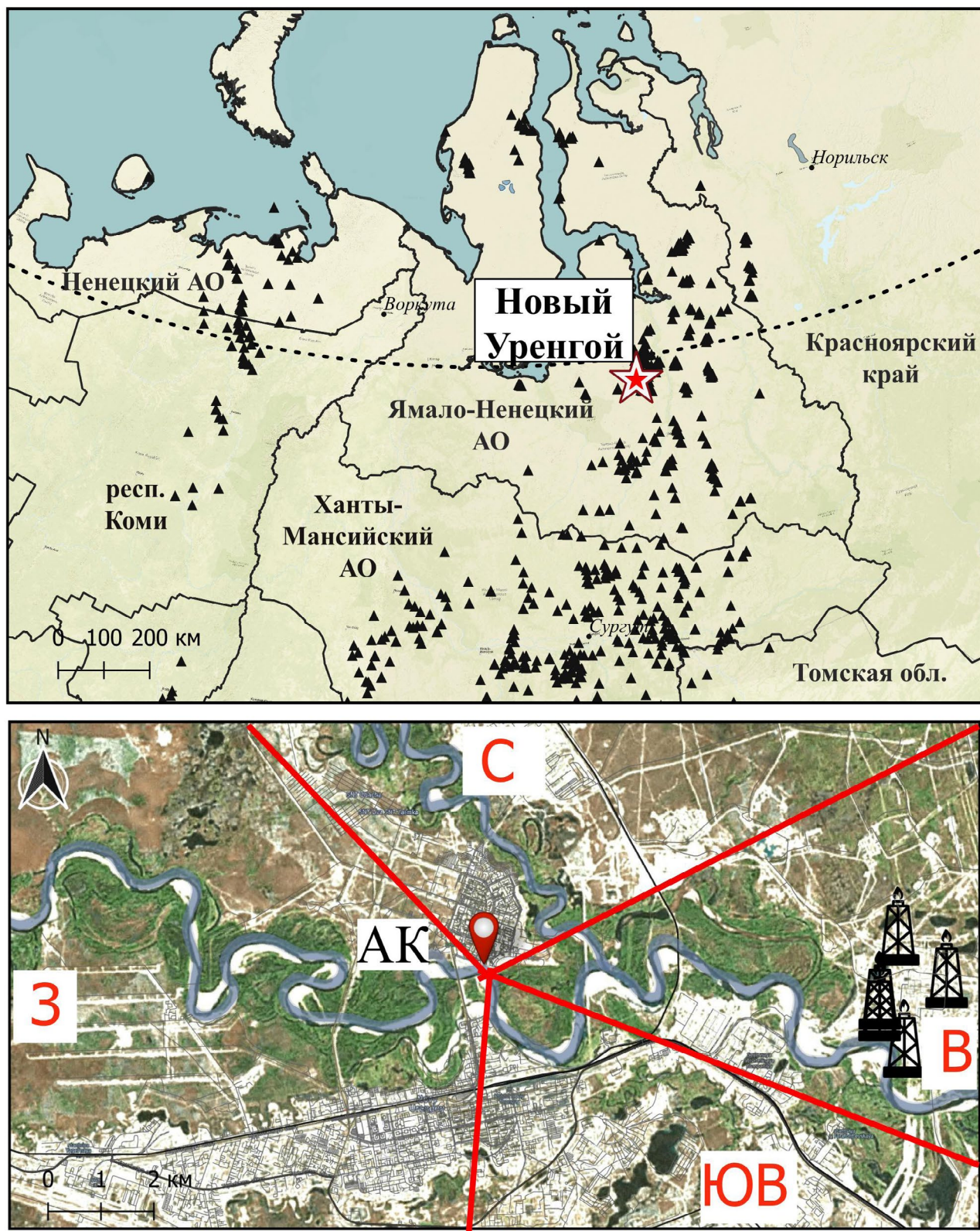


Рис. 1. Слева: город Новый Уренгой на карте Западной Сибири, указаны расположения газовых факелов нефтяных и газоконденсатных месторождений. Внизу: расположение Аэрозольного комплекса МГУ (АК) и объектов УНГКМ в Новый Уренгой. Секторы пространственного распределения источников черного углерода указаны линиями и названиями.

ренс-фильтр без прокачки воздуха [Drinovec et al., 2015]. Аэталометр AE33 обеспечивает измерение поглощения излучения осажденными на фильтре частицами на семи длинах волн в диапазоне от ультрафиолетового до инфракрасного с разрешением 1 нм. Массовая концентрация еВС в эмиссиях сжигания природного ископаемого топлива (дизельного, бензинового, газа) оценивалась по изменению ослабления излучения на длине волны $\lambda = 880$ нм. Поглощение органических и минеральных компонентов атмосферных аэрозолей на этой длине волны мало [Sandradewi et al., 2008]. На коротких длинах волн значительно увеличивается поглощение продуктов горения биомасс (сжигания древесины, дымов пожаров) [Zhang et al., 2017; Popovicheva et al., 2022].

Измерительная система комплекса находилась в металлических контейнерах, оснащенных влаго- и ветрозащитой, источником бесперебойного питания, обогревателем и охладителем для поддержания оптимальной температуры. Забор воздуха производился на высоте 2.5 м с использованием импакторов PM_{2.5}. Сайт RP5 метеостанции аэропорта Новый Уренгой (66°4'22"с.ш., 76°31'24"в.д.) обеспечивал метеоданные.

2.3. Анализ наблюдений

Оценка вклада сжигания ископаемых топлив и биомасс в измеренные концентрации еВС производилась с помощью аэталометрической модели на основе спектральной зависимости коэффициента поглощения b_{abs} от длины волны λ в предположении суммарного поглощения продуктов сжигания во всем спектре измерения и степенной зависимости спектрального поглощения, определяемой коэффициентом Ангстрема $\alpha_{ff} = 1$ при горении ископаемых топлив (fossil fuel, ff) и $\alpha_{bb} = 2$ при сжигании древесины (biomass burning, bb) [Sandradewi et al., 2008]. Расчеты проводились на двух длинах волн $\lambda = 470$ и 950 нм согласно уравнениям:

$$\frac{b_{abs}(470)_{ff}}{b_{abs}(950)_{ff}} = \left(\frac{470}{950}\right)^{-\alpha_{ff}}, \quad (1)$$

$$\frac{b_{abs}(470)_{bb}}{b_{abs}(950)_{bb}} = \left(\frac{470}{950}\right)^{-\alpha_{bb}}, \quad (2)$$

$$b_{abs}(470) = b_{abs}(470)_{ff} + b_{abs}(470)_{bb}, \quad (3)$$

$$b_{abs}(950) = b_{abs}(950)_{ff} + b_{abs}(950)_{bb}. \quad (4)$$

Определялся процент вклада сжигания биомасс (biomass burning, BB%) и природных топлив (fossil fuel, FF%) как

$$BB\% = \frac{b_{abs}(950)_{bb}}{b_{abs}(950)}, \quad (5)$$

$$FF\% = 100\% - BB\%. \quad (6)$$

Для исследования пространственного распределения источников применен метод построения розы загрязнений в полярных координатах направления и скорости ветра [Uria-Tellaetxe and Carslaw, 2014]. Кластеризация данных двумерного распределения еВС в зависимости от направления и скорости ветра проведена методом k-means на основе признака схожести [Govender and Sivakumar, 2020], определяемом концентрацией еВС, зональной и меридиональной компонентами направления ветра.

Рассчитан массив обратных траекторий переноса воздушных масс с шагом 1 ч на высоте 500 м над уровнем земли на основе модели HYSPLIT лаборатории «Air Resources Laboratory» [Stein et al., 2015] и архивных метеорологических данных GDAS [<http://www.arl.noaa.gov/ready>] с пространственным разрешением 1° широты и 1° долготы. Региональное распределение источников черного углерода определялось путем соотношения обратных траекторий переноса воздушных масс за период наблюдений к концентрации еВС в момент их прихода в точку наблюдения. Карты построены посредством ГИС-пакета QGIS.

Информация об очагах пожаров получена из базы данных Fire Information for Resource Management System (FIRMS) системы NASA/ESDIS [<https://firms.modaps.eosdis.nasa.gov/map>] спутникового зондирования термоактивных точек на поверхности земли. Для наблюдения шлейфов пожаров использовались космоснимки системы NASA/EOSDIS WORLDVIEW [<https://worldview.earthdata.nasa.gov/>]. Расположение газовых факелов ТЭК определялось по данным спутников VIIRS о свечении объектов с температурой выше 1200°C [<https://viirs.skytruth.org/apps/heatmap/>].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Метеорологические условия

Метеорологические параметры в период измерений с 7 июня по 21 сентября 2023 года характеризовались высокой изменчивостью. Период с 7 по 23 июня был облачным и прохладным со средней температурой $6.9 \pm 3.8^\circ$, с 24 по 30 июня погода изменилась на ясную, температура увеличилась в среднем $13.5 \pm 3.7^\circ$. Июль был ясным и жарким ($18.3 \pm 5.7^\circ$). В августе средняя температура была $13.8 \pm 6.2^\circ$, в сентябре похолодало до $8.6 \pm 4.2^\circ$. Осадки были зафиксированы 51 раз из 857 наблюдений, в среднем 3 ± 4 мм. Почти половина из них (24 мм) выпала 29 июля, еще 13 мм — 24 июля. В остальные дни осадков более 9 мм не наблюдалось. Три четверти суммарных осадков за период наблюдений выпало 24 и 29 июля (13 и 24 мм, соответственно), во время одного из рассмотренных далее эпизодов загрязнения.

За период наблюдений преобладали ветры северных направлений со стороны многоэтажной селитебной застройки. Роза ветров за весь период наблюдений показывает ветры преимущественно северо-восточного, северного и северо-западного направлений с частотой повторяемости 17%, 15% и 10% (рис. 2а). Скорость ветра w_s в среднем составляла 3.7 ± 2 м/с.

3.2. Аэрозольная нагрузка атмосферы города

Аэрозольная нагрузка атмосферы города определяется временной динамикой основных характеристик: счетной концентрацией общего числа частиц N , массовыми концентрациями PM_{10} , $PM_{2.5}$ и eBC . Временной ход счетной концентрации N в диапазоне размеров от 200 нм до 10 мкм и массовых концентраций PM_{10} , $PM_{2.5}$ за весь период измерений представлен на рис. 3а, б, в). Наблюдается значительная варьированность

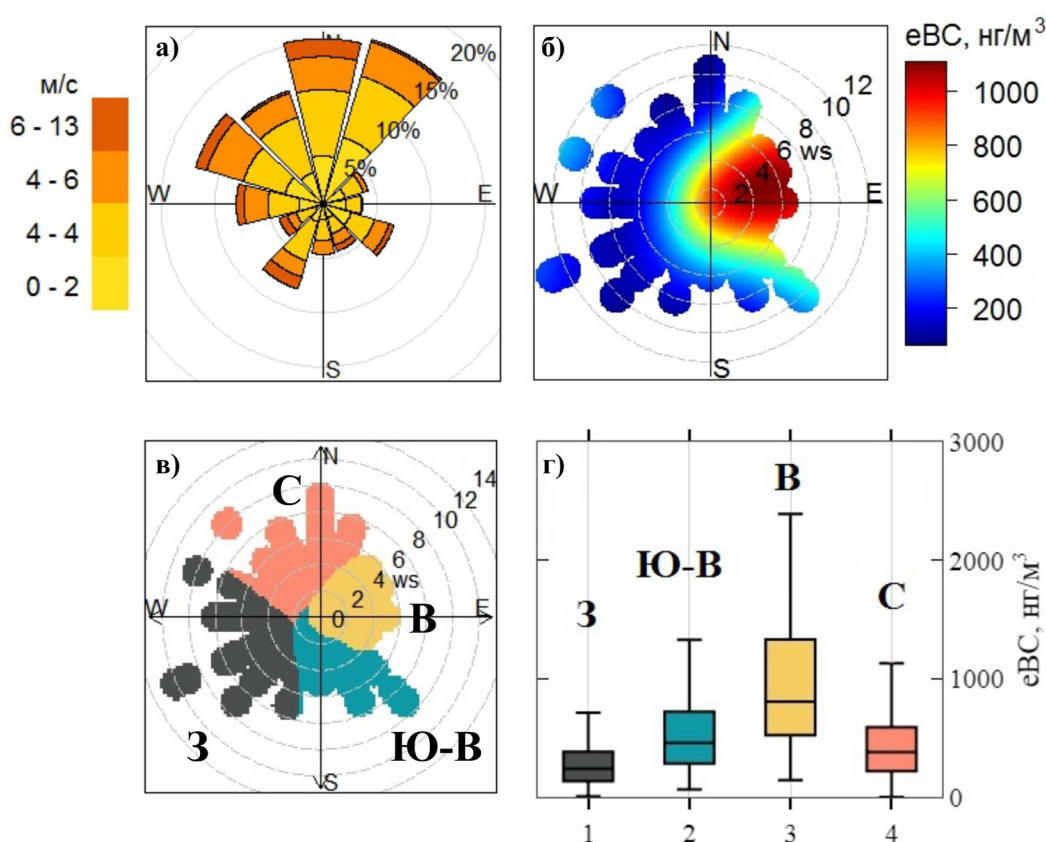


Рис. 2. а) Роза ветров; б) двумерное распределение eBC в зависимости от направления и скорости ветра (w_s); в) кластерный анализ распределения eBC в зависимости от скорости и направления ветра. Цветом показаны кластеры западный (З), юго-восточный (Ю-В), восточный (В) и северный (С); г) концентрации eBC в кластерах. Линией внутри ящичной диаграммы с ограничителями выбросов указаны медианные значения, нижняя и верхняя границы соответствуют 25- и 75-му перцентилям, вертикальными линиями обозначены экстремумы.

Таблица. Средняя массовая концентрация eBC , счетная концентрация N , массовая концентрация $PM_{2.5}$ и PM_{10} , средний вклад сжигания ископаемых топлив $FF\%$ и биомасс $BB\%$, среднее отношение $eBC/PM_{2.5}$ и $PM_{2.5}/PM_{10}$ на уровне городского фона, в эпизоды загрязнения и за весь период измерений с 7 июня по 21 сентября 2023 г.

Период	$N, \text{см}^{-3}$	$PM_{2.5}, \text{мкг/м}^3$	$PM_{10}, \text{мкг/м}^3$	$eBC, \text{мкг/м}^3$	$FF\%$	$BB\%$	$eBC/PM_{2.5}$	$PM_{2.5}/PM_{10}$
Уровень городского фона	119 ± 110	5 ± 3	16 ± 9	0.5 ± 0.3	88 ± 5	12 ± 5	0.1 ± 0.1	0.3 ± 0.1
I 24.06–28.06	111 ± 37	5 ± 2.5	15 ± 8	1 ± 0.6	93 ± 4	7 ± 4	0.3 ± 0.1	0.2 ± 0.1
II 22.07–29.07	493 ± 122	15 ± 4	31 ± 11	1.4 ± 0.6	90 ± 9	10 ± 9	0.5 ± 0.1	0.1 ± 0.03
III 1.08–8.08	275 ± 158	12 ± 5	30 ± 7	1.2 ± 0.7	92 ± 7	8 ± 7	0.4 ± 0.1	0.1 ± 0.1
IV 6.09–8.09	141 ± 59	11 ± 6	36 ± 22	2 ± 1.2	96 ± 2	4 ± 2	0.3 ± 0.03	0.2 ± 0.03
Весь период наблюдения	158 ± 151	7 ± 5	18 ± 11	0.7 ± 0.6	89 ± 6	11 ± 6	0.15 ± 0.1	0.4 ± 0.1

указанных характеристик. Средняя счетная концентрация N за весь период измерений составила $158 \pm 151 \text{ см}^{-3}$ (таблица), что уступает в два-три раза среднему уровню счетной концентрации частиц в диапазоне 200–500 нм в центре и пригороде мегаполиса в летний сезон [Vratolis et al., 2019], а в диапазоне 100–500 нм значениям, полученным в наблюдениях на 62-х наземных станциях сети GAW за исключением высокогорных и арктических [Rose et al., 2021]. Максимальные массовые концентрации PM_{10} и $PM_{2.5}$ достигали 51 мкг/м^3 и 25 мкг/м^3 23 июля и 1 августа. Среднесуточные значения PM_{10} и $PM_{2.5}$ за все время наблюдений не превышали предельно допустимые концентрации (ПДК) для PM_{10} (60 мкг/м^3) и $PM_{2.5}$ (35 мкг/м^3). Средняя массовая концентрация $PM_{2.5}$ и PM_{10} составила 7 ± 5 и $18 \pm 11 \text{ мкг/м}^3$ (Таблица). Отношение концентраций $PM_{2.5}/PM_{10}$, характеризующее вклад мелкодисперсных частиц, в среднем было небольшое, 0.4 ± 0.1 , что указывает на значительную долю крупнодисперсных частиц почвы и пыли в аэрозольной нагрузке атмосферы Нового Уренгоя.

Временной ход массовой концентрации eBC за весь период наблюдений с 7 июня по 21 сентября 2023 года представлен на рисунке 3г. Наблюдается значительная варьированность, максимальные значения 2.3, 2.7, 3.4 и 4.2 мкг/м^3 зарегистрированы 8 июня, 26 июля, 3 августа и 7 сентября. Средняя массовая концентрация eBC за весь период измерений составила $0.7 \pm 0.6 \text{ мкг/м}^3$ (таблица). Такой уровень характерен для городов в летний сезон (см. ссылки в [Popovich et al., 2020]). По сравнению с крупными городами РФ Новый Уренгой

уступает немного: летом средний уровень eBC на условно-фоновой станции в Томске составил $0.8 \pm 0.4 \text{ мкг/м}^3$ [Козлов и др., 2010], в Москве $1.0 \pm 0.2 \text{ мкг/м}^3$ [Popovich et al., 2022].

Ранее городские эмиссии черного углерода исследовались вблизи г. Салехард [Поповичева и др., 2020]. Средняя концентрация eBC в среднем в июне и июле 2019 г. была $0.15 \pm 0.1 \text{ мкг/м}^3$, значительно ниже наблюдаемого в Новом Уренгое. Салехард — административный центр ЯНАО, определяющие источники загрязнения его городской среды — теплоэнергетика и автотранспорт, использующие дизель, бензин и газ в качестве топлива. Значение $BC/PM_{2.5}$ в среднем 0.1 ± 0.1 в атмосфере Нового Уренгоя за весь период измерений значительно уступает характерному для городской среды с высокой транспортной нагрузкой [Klimont et al., 2017].

Анализ временной изменчивости массовых концентраций eBC позволяет выделить значения 12-ти часовых средних концентраций, превышающие пороговую величину 0.85 мкг/м^3 , оцененную как 75% персентилей значений eBC за время всего периода измерений. Определены четыре эпизода загрязнения каждый длительностью более суток в конце июня (I) и июля (II), в начале августа (III) и сентября (IV) (рис. 3г). В целом, эпизоды загрязнений длились 25.3% всего времени измерений. Концентрации eBC ниже порогового соответствуют уровню городского фона, равному в среднем $0.5 \pm 0.3 \text{ мкг/м}^3$ (таблица). За весь период эпизодов загрязнений средняя концентрация eBC в 2.5 раза превысила уровень городского фона ($1.3 \pm 0.8 \text{ мкг/м}^3$) (таблица).

Эпизоды загрязнения II и III сопровождались повышенной счетной концентрацией N в диапазоне от 200 нм до 10 мкм, в среднем до $493 \pm 122 \text{ см}^{-3}$ и $275 \pm 158 \text{ см}^{-3}$ (рис. 3а). В субмикронном и микронном диапазонах спектра по размерам формируются и накапливаются вторичные аэрозоли (сульфаты, нитраты), частицы почвы, пыли и морской соли [Eleftheriadis et al., 2014], поэтому уровни повышенных концентраций N в результате увеличения частиц в этих диапазонах не всегда

совпадают с эпизодами загрязнения eBC , что наблюдается на рис. 3а и г.

Городские эмиссии характеризуется низкими концентрациями $PM_{2.5}$ и PM_{10} , в среднем $5 \pm 3 \text{ мкг/м}^3$ и $16 \pm 9 \text{ мкг/м}^3$. Эпизоды загрязнения выделяются повышенными концентрациями (таблица); за весь период загрязнений средняя концентрация в ~ 2 раза превышала уровень городских эмиссий для $PM_{2.5}$ ($11 \pm 5 \text{ мкг/м}^3$) и в 1.8 раза для PM_{10} ($28 \pm 13 \text{ мкг/м}^3$). Отношение

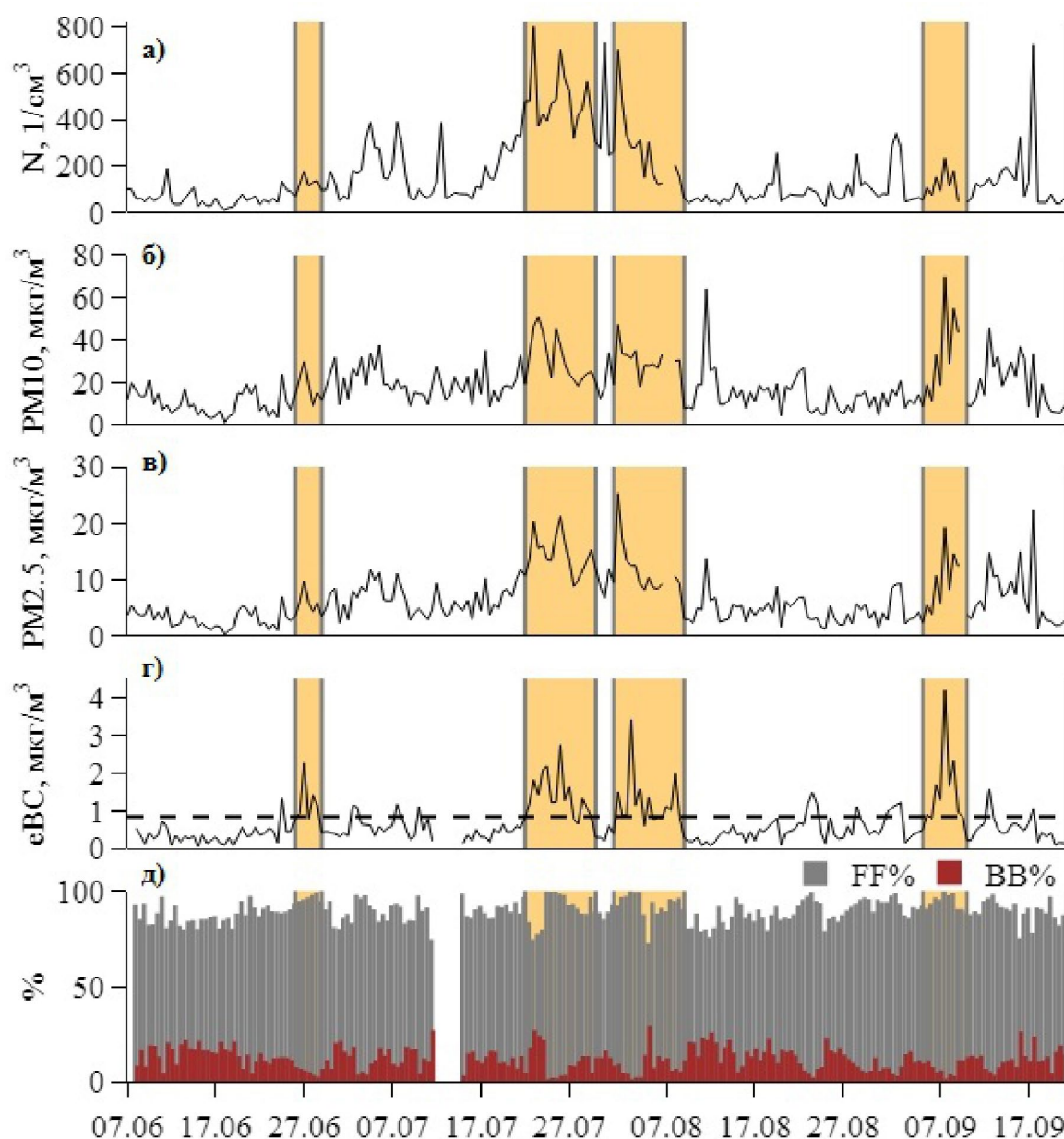


Рис. 3. Временной ход с усреднением 12 часов (а) счетной концентрации общего числа частиц N , массовой концентрации (б) PM_{10} , (в) $PM_{2.5}$, (г) eBC и (д) вклада сжигания ископаемых топлив $FF\%$ и биомассы $BB\%$ с 7 июня по 21 сентября 2023 года. Пунктиром указан пороговый уровень эпизодов загрязнения. Указаны четыре периода загрязнения, определенные по превышению концентрации eBC порогового уровня.

еВС/PM_{2.5} увеличивалось в периоды эпизодов загрязнения почти в 2 раза по сравнению с периодами низких концентраций, указывая на обогащение аэрозолей дымовой компонентой. В период максимального эпизода загрязнения IV оно было в 5 раз выше (0.5 ± 0.1).

3.3. Черный углерод и источники загрязнения

За время наблюдений высокие концентрации черного углерода (более 800 нг/м^3) наблюдались при застойной погоде (w менее 1 м/с), в направлениях ветров восточного, северо-восточного и юго-восточного направлений (w более 1 м/с) (рис. 2б). Концентраций более 300 нг/м^3 не зарегистрировано при w выше 2 м/с в восточном и 4 м/с в северном и южном направлениях. Анализ двумерного распределения еВС по направлению и скорости ветра выделил четыре кластера (рис. 2в), данные статистической обработки которых представлены на рисунке 2г). Кластеры восточный (В), юго-восточный (Ю-В), северный (С), а также западный (З) характеризуются наивысшим 800 , 260 , 380 нг/м^3 и наименьшим 240 нг/м^3 медианными значениями, соответственно. Географическое местоположение секторов, определенных кластерным анализом указано на рис. 1. Направление источников (наивысших концентраций) черного углерода определяется в восточном секторе, где расположены объекты инфраструктуры ТЭК УНГКМ. Наивысшие концентрации еВС более 1000 нг/м^3 , измеренные при скоростях ветра в диапазоне более 2 м/с (рис. 2б), указывают на удаленный источник в этом направлении. В секторах (С) спального района города и (Ю-В) многофункциональной городской зоны определяются средние уровни загрязнения черным углеродом. В секторе (З) минимальных концентраций оказался юго-западный район города и незаселенный лесотундровый ландшафт.

Расчеты вклада сжигания ископаемых топлив и биомасс за весь период наблюдения проводились по формулам (1–6). Временной ход FF% и BV% представлен на рисунке 2д). В среднем уровни FF% и BV% характеризуются значением $89 \pm 6\%$ и $11 \pm 6\%$ (таблица). Отметим низкий BV% по сравнению с уровнем для многих городов Европы, где сжигание биомасс (древесины для отопления в жилом секторе) превышает 13% и достигает максимума 39% [Savadkoohi et al.,

2023]. В летний период в Москве (где население не использует биомасс) зарегистрирован уровень $10 \pm 5\%$, определяемый дальним переносом эмиссий сжигания биомасс из региона вокруг мегаполиса [Popovichcheva et al., 2024b].

24–28 июня наблюдался период загрязнения I, в котором концентрация еВС в среднем ($1 \pm 0.6 \text{ мкг/м}^3$) в 2 раза превысила уровень городского фона (таблица). Для данного периода характерен высокий процент FF% (рис. 2д), достигший $93 \pm 4\%$, что свидетельствует о значительном преобладании в то время продуктов горения ископаемых топлив. 22–29 июля в эпизоде загрязнения II концентрация еВС была в среднем $1.4 \pm 0.6 \text{ мкг/м}^3$, что более, чем в 2.5 раза превысило уровень городского фона. В начале данного эпизода с 22 по 24 июля FF% упал до $78 \pm 4\%$, возрос процент сжигания биомасс BV%, который достиг 23 июля наивысшего значения 26% . В это время счетная концентрация общего числа частиц N и массовая концентрация PM₁₀ достигли наиболее высоких за все время наблюдения значений 800 см^{-3} и 46.4 мкг/м^3 (рис. 3а,б) в результате поступления пылевой компоненты аэрозолей вместе с дымовыми шлейфами.

С 1 по 8 августа, в эпизод загрязнения III концентрация еВС ($1.2 \pm 0.7 \text{ мкг/м}^3$) более, чем в 2 раза превосходила уровень городского фона, наблюдался высокий FF% ($92 \pm 7\%$). Эпизод высокого BV% порядка 28% 5 августа был зарегистрирован 5 августа при низкой концентрации еВС и скорости ветра, что указывает на локальный источник горения вблизи места наблюдения. Рекордно высокая концентрация еВС в период загрязнений IV ($2.0 \pm 1.2 \text{ мкг/м}^3$) в 4 раза превысила уровень городских эмиссий. Для этого периода был зарегистрирован самый высокий процент FF% ($96 \pm 2\%$).

Анализ двумерного распределения вклада сжигания природных топлив FF% в зависимости от скорости и направления ветра подтверждает восточное направление источника (рис. 4). Наибольший процент FF% в период I отмечается в северо-западном и северо-восточном направлениях при скоростях порядка 3 м/с . В периоды наиболее высоких эпизодов загрязнений II, III и IV вклад FF% более 92% отмечается при ветрах северо-восточного направления и скоростях более 3 м/с . В это время в месте расположения АК в направлении объектов ТЭК УНГКМ наблюдались дымовые шлейфы удаленных факельных установок,

что предполагает вклад процесса сжигания углеводородов в повышенную концентрацию черного углерода в эпизодах загрязнения.

Расчеты двумерной функции распределения ВВ% в зависимости от скорости и направления во время эпизода загрязнения II (с 22 по 29 июля) указывают на источник высокого вклада, более 20%, в юго-западном направлении (рис. 5а). Согласно сводкам ФБУ «Авиалесохрана» данных дистанционного мониторинга [<https://aviales.ru/>] в этот период значительное число пожаров было зарегистрировано в таежных лесах Красноярского края, ХМАО, и ЯНАО общей площадью 4377 га, в лесных и лесостепных зонах Южного Урала и Поволжья общей площадью 1500 га. Траекторный анализ, проведенный 23 июля с целью определения направления регионального источника пожарных эмиссий во время достижения ВВ% наивысшего значения, показал перенос воздушных масс из Красноярского края и с северных

территорий Казахстана (рис. 5б). Над территорией ЯНАО воздушные массы совершили поворот на северо-восток в направлении Нового Уренгоя, проходили над областями пожаров в Надымском и Пуровском районах ЯНАО.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 22-17-00102 и Института экологического Проектирования и изысканий. Инструментальная поддержка Аэрозольного комплекса МГУ проведена на базе гранта на обновление оборудования для научных исследований в рамках федерального проекта «Развитие передовой инфраструктуры для проведения исследований и разработок в Российской Федерации» национального проекта «Наука и университеты».

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования, проведенные на Аэрозольном комплексе в Новом Уренгое, продемонстрировали современные достижения инструментальной

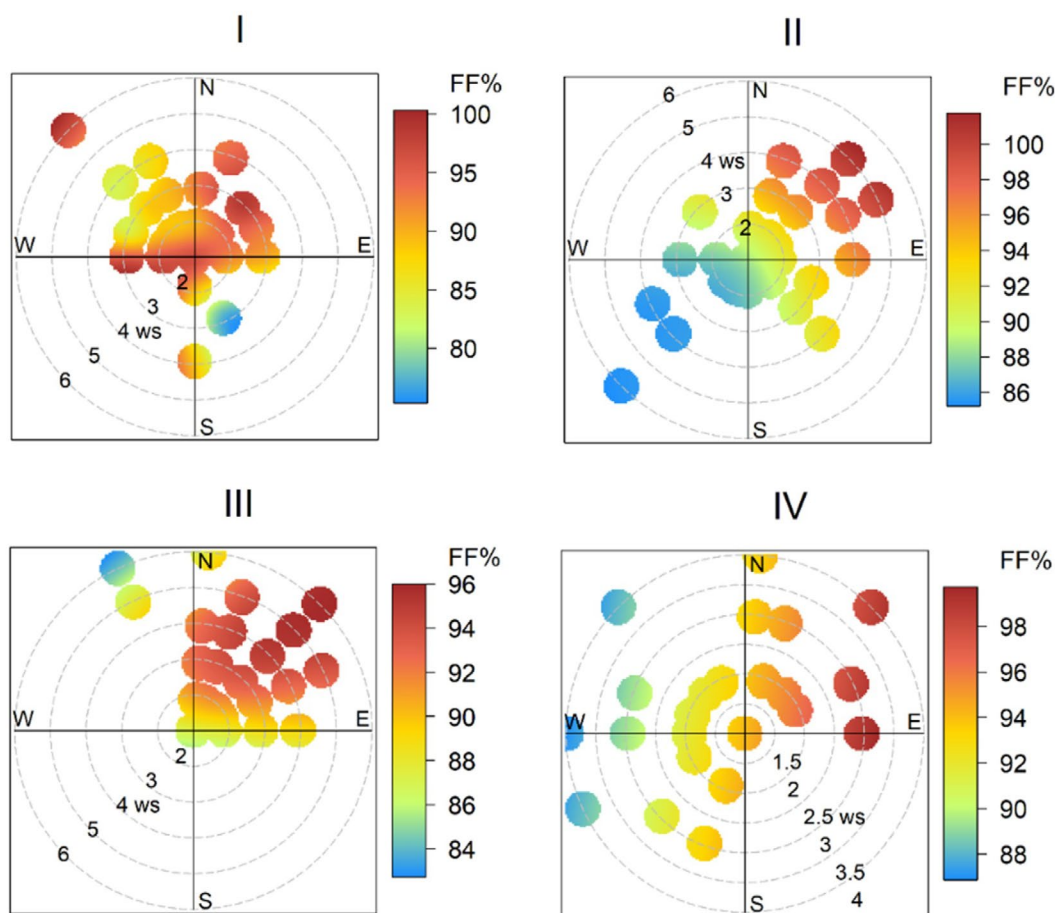


Рис. 4. Вклад сжигания ископаемых топлив FF% в зависимости от скорости и направления ветра в периоды загрязнения I, II, III и IV.

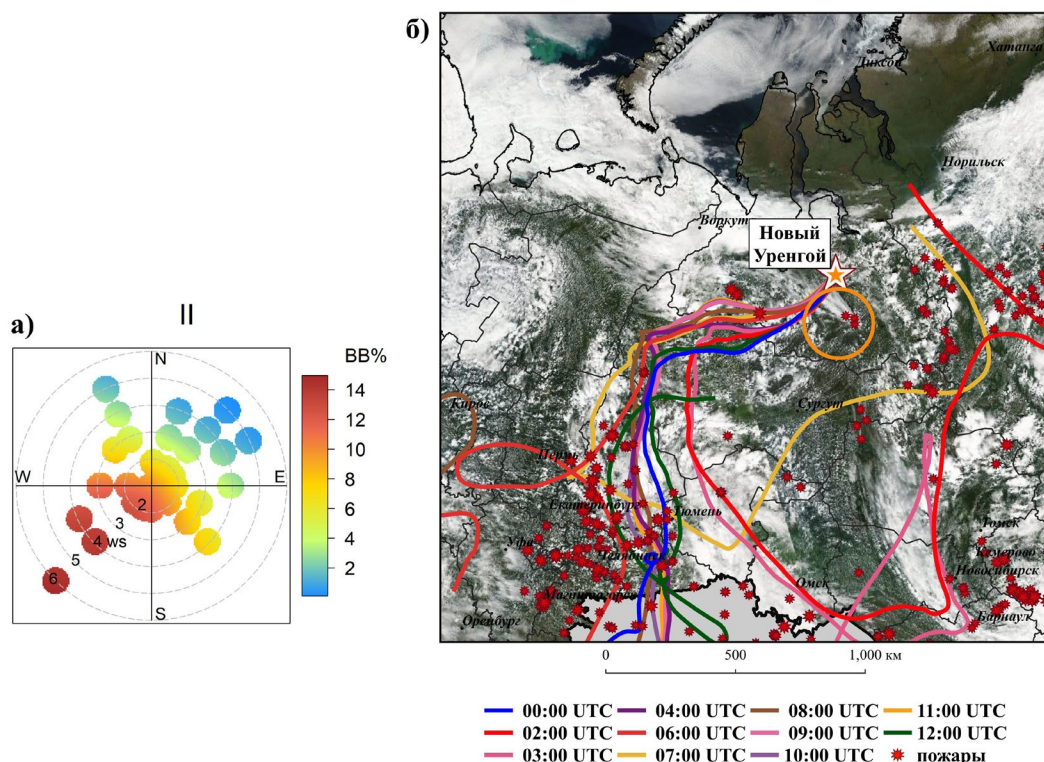


Рис. 5. а) Двумерное представление процента вклада сжигания биомасс $BV\%$ в зависимости от скорости и направления ветра в эпизод загрязнения II с 22 по 29 июля, б) космоснимок и обратные траектории воздушных масс 23 июля на высоте 500 м над землёй; указаны время и дата прихода на АК. Красными точками показаны пожары с 23 по 27 июля, кругом — область дымовых шлейфов вблизи Нового Уренгоя.

системы экологического мониторинга состояния атмосферы в промышленном центре Арктического региона. Оценка качества воздуха в Новый Уренгой в летнее-осенний сезон показывает уровни счетной концентрации общего числа частиц и массовой концентрации черного углерода, характерные для городов с невысокой аэрозольной нагрузкой, где среднесуточные значения $PM_{2.5}$ и PM_{10} не превышают предельно допустимые концентрации. Концентрация черного углерода определяется влиянием эмиссий транспорта, объектов ТЭК УНГКМ, городских предприятий, средний уровень немного уступает крупным городам РФ и значительно превосходит административный центр ЯНАО город Салехард. Вклад черного углерода в $PM_{2.5}$ значительно ниже характерного для городской среды с большой транспортной нагрузкой. Особенностью вариабельности концентрации черного углерода являются эпизоды загрязнений, наблюдавшиеся в 25% всего времени наблюдений. Источник наивысших концентраций черного углерода зарегистрирован в восточном и северо-восточном направлении располо-

жения объектов инфраструктуры ТЭК УНГКМ и факельных установок сжигания углеводородов. Анализ влияния эмиссий горения показывает высокий вклад сжигания ископаемых топлив и низкий вклад продуктов горения биомасс, что определяется географическим положением промышленного центра в субарктической зоне тайги и в центре газоносной провинции Западной Сибири. В эпизод максимального увеличения процента сжигания биомасс в юго-западном направлении зарегистрированы шлейфы дымовых эмиссий природных пожаров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аршинов М.Ю., Белан Б.Д. Суточный ход концентрации микродисперсной фракции аэрозоля // Оптика атмосферы и океана. 2000. Т. 13. № 11. С. 983–990.
- Виноградова А. А. Эмиссии антропогенного черного углерода в атмосферу: распределение по территории России // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 12. С. 1059–1065.
- Виноградова А.А., Васильева А.В. Черный углерод в воздухе северных районов России: источники,

- пространственные и временные вариации // Оптика атмосферы и океана. 2017. V. 30. P. 467–475.
- Козлов В.С., Панченко М.В., Яшуева Е.П. Субмикронный аэрозоль и сажа приземного слоя в суточном ходе // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. С. 561–569.
- Поповичева О.Б., Кобелев В.О., Сеницкий А.И., Ситников Н.М., Чичаева М.А., Хансен А. Черный углерод городских эмиссий в Арктическом регионе по данным вблизи г. Салехарда // Оптика атмосферы и океана. 2020. Т. 33. С. 690–697. doi: 10.15372/AOO20200905.
- Поповичева О.Б., Чичаева М.А., Касимов Н.А. Влияние ограничительных мер во время пандемии COVID–19 на аэрозольное загрязнение атмосферы московского мегаполиса // Вестник Российской академии наук. 2021. Т. 91. № 4. С. 351–361. doi: 10.31857/S0869587321040083.
- Поповичева О.Б., Чичаева М.А., Кобелев В.О., Касимов Н.С. Региональные источники загрязнения атмосферы Арктики черным углеродом по данным измерений на острове Белый // Оптика атмосферы и океана. 2022. Т. 35. №12. С. 1–7. doi: 10.15372/AOO20221212.
- Поповичева О.М., Чичаева М.А., Ковач Р.Г., Касимов Н.С., Кобелев В.О., Сеницкий А.И. Лесные пожары как источник черного углерода в Арктике летом 2022 г. // Арктика: экология и экономика. 2023. Т. 13. № 2. С. 257–270. doi: 10.25283/2223-4594-2023-2-257-270.
- Рапута В.Ф., Попова С.А., Макаров В.И., Ярославцева Т.В. Определение связей органического и элементного углерода по секторам выноса атмосферных примесей // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 10. С. 878–882. doi: 10.15372/AOO20171010.
- Ревич Б.А. Мелкодисперсные взвешенные частицы в атмосферном воздухе и их воздействие на здоровье жителей мегаполисов // Проблемы экологического мониторинга и моделирование экосистем. 2018. Т. 29. № 3. С. 53–78. doi: 10.21513/0207-2564-2018-3-53-78
- Almeida S., Manousakas M., Diapouli E., Kertesz Z., Samet L., Hristova E., Šega K., Alvarez R.P., Belis C., Eleftheriadis K. Ambient particulate matter source apportionment using receptor modelling in European and Central Asia urban areas // Environmental Pollution. 2020. V. 266. P. 11. doi:10.1016/j.envpol.2020.115199.
- Amato F., Alastuey A., Karanasiou A., Lucarelli F., Nava S., Calzolari G., Severi M., Becagli S., Gianelle V., Colombi C. AIRUSE-LIFE+: A harmonized PM speciation and source apportionment in five southern European cities // Atmospheric Chemistry Physics. 2016. V. 16. P. 3289–3309. doi:10.5194/acp-16-3289-2016.
- Assessment A. Impacts of Short–Lived Climate Forcers on Arctic Climate, Air Quality, and Human Health // Arctic Monitoring and Assessment Programme (AMAP). 2021. doi:10.5194/acp-22-5775-2022.
- Belan B.D., Ancellet G., Andreeva I.S., Antokhin P.N., Arshinova V.G., Arshinov M.Y., Balin Y.S., Barsuk V.E., Belan S.B., Chernov D.G. Integrated airborne investigation of the air composition over the Russian Sector of the Arctic // Atmospheric Measurement Techniques. 2022. V. 15. P. 3941–3967. doi:10.5194/amt-15-3941-2022.
- Chen W., Tian H., Qin K. Black Carbon Aerosol in the Industrial City of Xuzhou, China: Temporal Characteristics and Source Apportionment // Aerosol and Air Quality Research. 2019. Т. 19. P. 794–811. doi:10.4209/aaqr.2018.07.0245.
- Daellenbach K.R., Uzu G., Jiang J., Cassagnes L.-E., Leni Z., Vlachou A., Stefanelli G., Canonaco F., Weber S., Segers, A. Sources of particulate-matter air pollution and its oxidative potential in Europe // Nature. 2020. V. 587. P. 414–419. doi:10.1038/s41586-020-2902-8.
- Drinovec L., Močnik G., Zotter P., Prévôt A., Ruckstuhl C., Coz E., Rupakheti M., Sciare J., Müller T., Wiedensohler, A. The "dual-spot" Aethalometer: an improved measurement of aerosol black carbon with real-time loading compensation // Atmospheric Measurement Techniques. 2015. V. 8. P. 1965–1979. doi:10.5194/amt-8-1965-2015.
- Elansky N.F., Ponomarev N.A., Verevkin Y.M. Air Quality and Pollutant Emissions in the Moscow Megacity in 2005–2014 // Atmospheric Environment. 2018. V. 175. P. 54–64. doi:10.1016/j.atmosenv.2017.11.057
- Eleftheriadis K., Ochsenkuhn K.M., Lymperopoulou T., Karanasiou A., Razos P., Ochsenkuhn–Petropoulou M. Influence of local and regional sources on the observed spatial and temporal variability of size resolved atmospheric aerosol mass concentrations and water-soluble species in the Athens metropolitan area // Atmospheric Environment. 2014. V. 97. P. 252–261. doi:10.1016/j.atmosenv.2014.08.013.
- Evans M., Kholod N., Malyshev V., Tretyakova S., Gusev E., Yu S., Barinov A. Black carbon emissions from Russian diesel sources: case study of Murmansk // Atmospheric Chemistry and Physics. 2015. V. 15. P. 8349–8359. doi:10.5194/acp-15-8349-2015.
- Fung P.L., Sillanpää S., Niemi J.V., Kousa A., Timonen H., Zaidan M.A., Saukko E., Kulmala M., Petäjä T., Hussein, T. Improving the current air quality index with new particulate indicators using a robust statistical approach. The Science of The Total Environment. 2022. V. 844. P. 14. doi:10.1016/j.scitotenv.2022.157099.

- Govender P., Sivakumar V. Application of k-means and hierarchical clustering techniques for analysis of air pollution: A review (1980–2019) // *Atmospheric pollution research*. 2020. V. 11. P. 40–56. doi:10.1016/j.apr.2019.09.009.
- Janssen N.A.H., Hoek G., Simic-Lawson M., Fischer P., van Bree L., ten Brink H., Keuken M., Atkinson R.W., Anderson H.R., Brunekreef B., Cassee F.R. Black carbon as an additional indicator of the adverse health effects of airborne particles compared with PM10 and PM2.5 // *Environmental Health Perspectives*. 2011. V. 119. P. 1691–1699. doi: 10.1289/ehp.1003369.
- Klimont Z., Kupiainen K., Heyes C., Purohit P., Cofala J., Rafaj P., Borken-Kleefeld J., Schöpp W. Global anthropogenic emissions of particulate matter including black carbon. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*. 2017. V. 17. P. 8681–8723. doi:10.5194/acp-2016-880.
- Kozlov V.S., Panchenko M.V., Shmargunov V.P., Chernov D.G., Yausheva E.P., Pol'kin V.V., Terpugova S.A. Long-term investigations of the spatiotemporal variability of black carbon and aerosol concentrations in the troposphere of West Siberia and Russian Subarctic. *Химия в интересах устойчивого развития*. 2016. V. 24. P. 423–440. doi: 10.15372/KhUR20160401.
- Kuula J., Timonen H., Niemi J.V., Manninen H.E., Rönkkö T., Hussein T., Fung P.L., Tarkoma S., Laakso M., Saukko E. Opinion: Insights into Updating Ambient Air Quality Directive (2008/50/EC) // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2022. V. 22. P. 4801–4808. doi:10.5194/acp-2021-854.
- Landis M.S., Studabaker W.B., Pancras J.P., Graney J.R., White E.M., Edgerton, E.S. Source apportionment of ambient fine and coarse particulate matter polycyclic aromatic hydrocarbons at the Berta Ganter-Fort McKay community site in the Oil Sands Region of Alberta, Canada // *The Science of The Total Environment*. 2019. V. 666. P. 540–558. doi:10.1016/j.scitotenv.2019.02.126.
- Lee Y.H., Lamarque J.F., Flanner M.G., Jiao C., Shindell D.T., Berntsen T., Bisiaux M.M., Cao J., Collins W.J., Curran M., Edwards R., Faluvegi G., Ghan S., Horowitz L.W., McConnell J.R., Ming J., Myhre G., Nagashima T., Naik V., Rumbold S.T., Skeie R.B., Sudo K., Takemura T., Thevenon F., Xu B., Yoon J.H. Evaluation of preindustrial to present-day black carbon and its albedo forcing from ACCMIP (Atmospheric Chemistry and Climate Model Intercomparison Project) // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2013. V. 13. P. 2607–2634. doi:10.5194/acpd-12-21713-2012.
- Lighty J.S., Veranth J.M., Sarofim A.F. Combustion aerosols: factors governing their size and composition and implications to human health // *Journal of the Air & Waste Management Association*. 2000. V. 50. P. 1565–1618. doi: 10.1080/10473289.2000.10464197.
- Liu X., Hadiatullah H., Zhang X., Trechera P., Savadkoobi M., Garcia-Marlès M., Reche C., Pérez N., Beddows D.C., Salma I. Ambient air particulate total lung deposited surface area (LDSA) levels in urban Europe // *The Science of The Total Environment*. 2023. V. 898. P. 11. doi:10.1016/j.scitotenv.2023.165466.
- Luo X.-S., Huang W., Shen G., Pang Y., Tang M., Li W., Zhao Z., Li H., Wei Y., Xie, L. Source differences in the components and cytotoxicity of PM 2.5 from automobile exhaust, coal combustion, and biomass burning contributing to urban aerosol toxicity // *EGUsphere*. 2023. 1–25. doi:10.5194/egusphere-2023-598.
- Marinaite I., Penner I., Molozhnikova E., Shikhovtsev M. and Khodzher T. Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in the Atmosphere of the Southern Baikal Region (Russia): Sources and Relationship with Meteorological Conditions // *Atmosphere*. 2022. V. 13. P. 420. doi:10.3390/atmos13030420.
- Mokhov I., Bondur V., Sitnov S., Voronova O. Satellite monitoring of wildfires and emissions into the atmosphere of combustion products in Russia: Relation to atmospheric blockings. *Doklady Earth Sci.* 2020. V. 495. P. 921–924. doi:10.1134/S1028334X20120089.
- Paisi N., Kushta J., Pozzer A., Violaris A., Lelieveld J. Health effects of carbonaceous PM2.5 compounds from residential fuel combustion and road transport in Europe // *Scientific Reports*. 2024. V. 14. P. 1530. doi: 10.1038/s41598-024-51916-9.
- Popovicheva O., Chichaeva M., Kobelev V., Kasimov N. Black carbon seasonal trends and regional sources on Bely Island (Arctic) // *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2023. V. 36. P. 176–184. doi: 10.1134/s1024856023030090.
- Popovicheva O., Chichaeva M., Kovach R., Zhdanova E., Kasimov N. Seasonal, weekly, and diurnal black carbon in Moscow megacity background under impact of urban and regional sources // *Atmosphere*. 2022. V. 13. P. 563. doi: 10.3390/atmos13040563.
- Popovicheva O., Diapouli E., Chichaeva M., Kosheleva N., Kovach R., Bitukova V., Eleftheriadis K., Kasimov N. Aerosol characterization and peculiarities of source apportionment in Moscow, the largest and northernmost European megacity. *The Science of The Total Environment*. 2024a. V. 918. P. 20. doi:10.1016/j.scitotenv.2024.170315.
- Popovicheva O., Diapouli E., Makshtas A., Shonija N., Manousakas M., Saraga D., Uttal T., Eleftheriadis K. East Siberian Arctic background and black carbon polluted aerosols at HMO Tiksi // *The Science of The Total Environment*. 2019a. V. 655. P. 924–938. doi:10.1016/j.scitotenv.2018.11.165.
- Popovicheva O., Timofeev M., Persiantseva N., Jefferson M.A., Johnson M., Rogak S.N., Baldelli A. Microstructure and

- chemical composition of particles from small-scale gas flaring // *Aerosol and air quality research*. 2019b. V. 19. P. 2205–2221. doi: 10.4209/aaqr.2019.04.0177.
- Popovicheva O.B., Chichaeva M.A., Kovach R.G., Zhdanova E.Y., Stepanenko V.M., Varentsov A., Kasimov N.S.* Impact of wave COVID–19 responses on black carbon air pollution in Moscow megacity background // *Aerosol and Air Quality Research*. 2024b. V. 24. P. 230266. doi: 10.4209/aaqr.230266.
- Popovicheva O.B., Kozlov V.S., Engling G., Diapouli E., Persiantseva N.M., Timofeev M., Fan T.-S., Saraga D., Eleftheriadis K.* Small-scale study of Siberian biomass burning: I. Smoke microstructure // *Aerosol and Air Quality Research*. 2015. V. 15. P. 117–128. doi: 10.4209/aaqr.2014.09.0206.
- Popovicheva O.B., Volpert E., Sitnikov N.M., Chichaeva M.A., Padoan S.* Black carbon in spring aerosols of Moscow urban background // *Geography, Environment, Sustainability*. 2020. V. 13. P. 233–243. doi:10.24057/2071-9388-2019-90.
- Rose C., Collaud Coen M., Andrews E., Lin Y., Bossert I., Lund Myhre C., Tuch T., Wiedensohler A., Fiebig M., Aalto P.* Seasonality of the particle number concentration and size distribution: a global analysis retrieved from the network of Global Atmosphere Watch (GAW) near-surface observatories // *Atmospheric Chemical Physics*. 2021. V.21. P.17185–17223. doi:10.5194/acp-21-17185-2021.
- Sandradewi J., Prévôt A.S.H., Szidat S., Perron N., Alfarra M.R., Lanz V.A., Weingartner E., Baltensperger U.* Using aerosol light absorption measurements for the quantitative determination of wood burning and traffic emission contributions to particulate matter // *Environmental Science and Technology*. 2008. V. 42. P. 3316–3323. doi:10.1021/es702253m
- Savadkoohi M., Pandolfi M., Reche C., Niemi J.V., Mooibroek D., Titos G., Green D.C., Tremper A.H., Hueglin C., Liakakou E.* The variability of mass concentrations and source apportionment analysis of equivalent black carbon across urban Europe // *Environment international*. 2023. V. 178. P. 25. doi:10.1016/j.envint.2023.108081.
- Schmale J., Arnold S., Law K.S., Thorp T., Anenberg S., Simpson W., Mao J., Pratt K.* Local Arctic air pollution: A neglected but serious problem // *Earth's Future*. 2018. V. 6. P. 1385–1412. doi:10.1029/2018EF000952.
- Schneider E., Czech H., Popovicheva O., Chichaeva M., Koblelev V., Kasimov N., Minkina T., Rüger C.P., Zimmermann R.* Mass spectrometric analysis of unprecedented high levels of carbonaceous aerosol particles long-range transported from wildfires in the Siberian Arctic // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2024. V. 24. P. 553–576. doi:10.5194/acp-24-553-2024.
- Stein A., Draxler R., Rolph G., Stunder B., Cohen M., Ngan F.* NOAA's Hysplit atmospheric transport and dispersion modeling system // *B. Am. Meteorol. Soc.*, 2015. V. 96. P. 2059–2077. doi:10.1175/BAMS-D-14-00110.1.
- Trechera P., Garcia-Marlès M., Liu X., Reche C., Pérez N., Savadkoohi M., Beddows D., Salma I., Vörösmarty M., Casans A.* Phenomenology of ultrafine particle concentrations and size distribution across urban Europe // *Environment international*. 2023. V. 172. P. 32. doi:10.1016/j.envint.2023.107744.
- Uria–Tellaetxe I., Carslaw D.C.* Conditional bivariate probability function for source identification // *Environmental modelling & software*. 2014. V. 59. P. 1–9. doi:10.1016/j.envsoft.2014.05.002.
- Vratolis S., Gini M., Bezantakos S., Stavroulas I., Kalivitis N., Kostenidou E., Louvaris E., Siakavaras D., Biskos G., Mihalopoulos N.* Particle number size distribution statistics at City-Centre Urban Background, urban background, and remote stations in Greece during summer // *Atmospheric environment*. 2019. V. 213. P. 711–726. doi:10.1016/j.atmosenv.2019.05.064
- Zhang K.M., Allen G., Yang B., Chen G., Gu J., Schwab J., Felton D., Rattigan O.* Joint measurements of PM_{2.5} and light-absorptive PM in woodsmoke-dominated ambient and plume environments // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2017. V. 17. P. 11441–11452. doi:10.5194/acp-17-11441-2017.
- <http://www.arl.noaa.gov/ready>
- <https://aviales.ru/>
- <https://firms.modaps.eosdis.nasa.gov/map>
- <https://geonovosti.terratech.ru/economy/razvitie-neftegazovykh-mestorozhdeniy-na-primere-urengoy-skogo-mestorozhdeniya/>
- <https://viirs.skytruth.org/apps/heatmap/>
- <https://worldview.earthdata.nasa.gov/>
- <https://www.geogr.msu.ru/science/projects/IAC/>

IMPACT OF FOSSIL FUEL COMBUSTION EMISSIONS AND WILDFIRES ON AIR QUALITY OF URBAN ENVIRONMENT IN WESTERN SIBERIAN INDUSTRIAL CITY

**D. A. Khoziainova¹, O. B. Popovicheva^{2,*}, M. A. Chichaeva¹,
R. G. Kovach¹, V. Yu. Slobodyan³, N. S. Kasimov¹**

*¹Faculty of Geography, Lomonosov Moscow State University,
Leninskie Gory 1, 119991, Moscow, Russian Federation*

*²Skobeltsyn Institute Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University,
Leninskie Gory 1, 119991, Moscow, Russian Federation*

*³JSC Institute of Environmental Survey, Planning and Assessment,
Leninskie Gory 1, 119234, Moscow, Russian Federation*

**e-mail: olga.popovicheva@gmail.com*

Assessment of air quality in the industrial cities is of the high attention, especially in the regions sensitive to the ecological and climate changes. Study of atmospheric aerosol loading carried out in the Novy Urengoy city during summer- autumn of 2023. Particle number concentration, mass concentration of particle with a size less than 10 μm (PM_{10}) and 2.5 μm ($\text{PM}_{2.5}$) as well as black carbon (BC) measured by the mobile Aerosol Complex. The portion of fossil fuel combustion FF% and biomass burning (BB%) estimated using the aethalometer model. BC concentrations increased during pollution episodes recorded at the end of June (I) and July (II), in the beginning of August (III) and September (IV), doubled on average in comparison with the level of urban emissions. During the episode IV of maximum pollution BC concentration and its impact to $\text{PM}_{2.5}$ increased 4 and 5 times, respectively. At that time, portion of fossil fuel combustion FF% approached 96%. Cluster analyses of BC dependence on the wind speed and direction revealed the sector of high concentration source. FF% indicated the direction of the emissions from the biggest industrial enterprise of Urengoy oil and gas condensate field. Wildfire plume identified by BB% from the south of Siberia.

Keywords: air quality, urban emissions, combustion, black carbon

УДК 551.583

ПОВТОРЯЕМОСТЬ ЗИМНИХ АТМОСФЕРНЫХ БЛОКИРОВАНИЙ В СЕВЕРНОМ ПОЛУШАРИИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ФАЗАХ ЭЛЬ-НИНЬО, ТИХООКЕАНСКОЙ ДЕСЯТИЛЕТНЕЙ И АТЛАНТИЧЕСКОЙ МУЛЬТИДЕСЯТИЛЕТНЕЙ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

© 2024 г. И. И. Мохов^{a, b, *}, А. В. Тимажев^a

^aИнститут физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, Пыжевский пер., д. 3, Москва, 119017, Россия

^bМосковский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Ленинские горы, д. 1, Москва, 119992, Россия

*e-mail: mokhov@ifaran.ru

Поступила в редакцию 24.01.2024 г.

После доработки 15.06.2024 г.

Принята к публикации 10.07.2024 г.

Представлены оценки региональных аномалий повторяемости зимних атмосферных блокирований в Северном полушарии, диагностированных по данным реанализа для периода 1979–2018 гг. при разных фазах Эль-Ниньо, Тихоокеанской десятилетней и Атлантической мультидесятилетней осцилляций. В том числе получены количественные оценки региональной повторяемости зимних блокирований при Эль-Ниньо разного типа, характеризующихся, в частности, индексами Nino3 и Nino4. При нейтральной фазе явлений Эль-Ниньо в положительной фазе Тихоокеанской десятилетней осцилляции отмечено значимое превышение средних значений повторяемости зимних атмосферных блокирований для 40-летнего периода над Евро-Атлантическим и Тихоокеанским секторами. В фазе Эль-Ниньо отмечено существенное увеличение повторяемости атмосферных блокирований в отрицательной фазе Тихоокеанской десятилетней осцилляции, а также в положительной фазе Атлантической мультидесятилетней осцилляции, в частности, над Тихим и Атлантическим океанами. В фазе Ла-Нинья при использовании индекса Nino4 выявлено значительное увеличение повторяемости атмосферных блокирований зимой в области Уральских гор в положительной фазе Тихоокеанской десятилетней осцилляции и отрицательной фазе Атлантической мультидесятилетней осцилляции.

Ключевые слова: зимние атмосферные блокирования, данные реанализа, явления Эль-Ниньо, Атлантическая мультидесятилетняя осцилляция, Тихоокеанская десятилетняя осцилляция

DOI: 10.31857/S0002351524050076 EDN: HXVTJU

1. ВВЕДЕНИЕ

Все больше свидетельств наблюдаемых изменений экстремальных явлений, таких как волны тепла, сильные осадки, засухи, и оснований их связи с антропогенным влиянием [Climate Change, 2021]. Согласно Шестому докладу Межправительственной группы экспертов по изменению климата изменения климата [Climate Change, 2021], связанные с антропогенными воздействиями, уже влияют на многие экстремальные погодно-климатические явления во всех регионах Земли. По данным Росгидромета (<http://www.meteorf.ru>) количество опасных метеорологических явлений

в России значительно увеличилось за последние два десятилетия на фоне быстрого потепления в России — с конца 20 века оно увеличивалось в среднем примерно на два десятка событий в год [Мохов, 2022а; Мохов, 2023].

Сильнейшие региональные погодно-климатические аномалии, в том числе экстремальные морозы, связаны с атмосферными блокировками (блокинами) зонального переноса в тропосфере средних широт, определяемого геострофическим балансом силы Кориолиса и градиента давления. При трехъячейковой меридиональной циркуляции в тропосфере с повышенным давле-

нием в субтропических широтах и пониженным в субполярных широтах геострофический ветер в тропосфере средних широт направлен с запада на восток. Режим блокирования в таком зональном потоке соответствует отсутствию меридионального градиента давления. Это достигается, когда в более высоких широтах находится блокирующий антициклон, а в более низких — циклон. Подобный вихревой диполь характеризует блокирование расщепляющего типа. Другой тип блокирования — омега-блокирование — с одним антициклоном и двумя циклонами. Есть еще блокирование меридионального типа, которое связано с обтеканием Уральских и Скалистых гор [Обухов и др., 1984].

Для блокингов характерна слабая предсказуемость и результаты модельных оценок тенденций изменения блокинговой активности при изменениях климата сильно различаются. Непредельности количественных характеристик атмосферных блокингов связаны с разными их проявлениями, различием критериев их выделения и чувствительностью к сезонным особенностям региональных и глобальных климатических условий [Бардин, 2007; Груза, Коровкина, 1991а,б; Клещенко, Ранькова, 2021; Лупо и др., 2007; Мохов, Петухов, 1997; Мохов, Семенов, 2016; Мохов, Тимажев, 2022; Обухов и др., 1984; Тищенко и др., 2013; Antokhina et al., 2018; Bacer et al., 2022; Bardin2005; Barnes et al., 2014; Barnes et al., 2012; Barriopedro et al., 2006; Croci-Maspoli et al., 2007; Diao et al., 2006; Dole, Gordon, 1983; Dunn-Sigouin, Son, 2013; Hansen, Sutera, 1983; Kwon et al., 2020; Luo et al., 2010; Masato et al., 2014; Pelly, Hoskins, 2003; Rex, 1950a,b; Scherer et al., 2006; Timazhev, Mokhov, 2021; Tyrlis, Hoskins, 2008]. Особенности различных методов детектирования атмосферных блокингов, отмечены, в частности, в [Антохина и др., 2017; Мохов, Тимажев, 2019; Шакина, Иванова, 2010; Лупо, 2021].

В последние десятилетия на фоне глобального потепления отмечены холодные зимние режимы над континентами в Северном полушарии, связанные с атмосферными блокированиями. На их формирование влияют разные климатические процессы, определяющие межгодовую региональную изменчивость на фоне более долгопериодных изменений. Согласно оценкам, полученным в [Мохов, Петухов, 1997] по многолетним данным, при приповерхностном потеплении Северно-

го полушария увеличивается характерное время жизни атмосферных блокингов в средних широтах, следствием которых являются, в частности, летние засухи и экстремальные морозы. Отмеченной эмпирической тенденции в [Мохов, Петухов, 1997] дано объяснение с использованием простого модельного подхода с оценкой параметра чувствительности характерной продолжительности блокингов τ к изменению температуры T в виде

$$\frac{1}{\tau} \frac{d\tau}{dT} \sim \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} - \frac{1}{U} \frac{dU}{dT}, \quad (1)$$

где U — характерная скорость ветра, L — характерный размер блокирующего антициклона. При простейшей оценке размера блокингов L масштабом Обухова для баротропной атмосферы $L_0 \sim T^{1/2}$ их протяженность должна расти при потеплении ($dL/dT = dL_0/dT > 0$). При этом время жизни блокингов больше в более теплой тропосфере при более слабой зональной циркуляции в тропосфере. Это следует ожидать в связи с уменьшением меридионального температурного градиента и геострофической скорости ветра в тропосфере средних широт из-за более сильного потепления в арктических (полярных) широтах.

С полученными в [Мохов, Петухов, 1997] эмпирическими оценками в целом согласуются результаты расчетов с использованием климатической модели общей циркуляции при потеплении в связи с увеличением содержания CO_2 в атмосфере [Лупо et al., 1997]. По модельным расчетам было получено сильное увеличение количества и общей продолжительности атмосферных блокингов в зимние и весенние месяцы в Северном полушарии, в том числе над континентами и для евро-атлантического сектора. Это свидетельствует, в частности, об увеличении риска зимних морозов над континентальными регионами, как проявления климатической изменчивости, на фоне общего потепления.

Ослабление зональной циркуляции в тропосфере средних широт с увеличением извилистости струйного течения [Fransis, Vavrus, 2015] способствует увеличению риска прорыва холодных масс воздуха из Арктики и теплого воздуха из субтропиков и увеличению региональной изменчивости («нервозности») климата [Мохов, 2011]. Наряду с этим при общем потеплении зональная циркуляция в тропосфере в средних широтах может усиливаться в связи с выхолаживанием страто-

мезосферы, способствующим усилению струйного течения. В последние десятилетия проявляются тенденции изменения интенсивности субтропического струйного течения, в том числе некоторого усиления летом и более сильного ослабления зимой. При этом летом межгодовая изменчивость интенсивности струйного течения значительно меньше, чем зимой. Особенности связи сезонной активности блокирований с изменениями атмосферного струйного течения отмечены в [deVies et al., 2013].

На фоне региональных особенностей блокинговой активности из-за долгопериодных изменений климата отмечаются также региональные особенности, связанные с ключевыми модами естественной межгодовой и междесятилетней климатической изменчивости, такими как Эль-Ниньо / Южное колебание, Северо-Атлантическое колебание, Арктическое колебание, Атлантическая мультдесятилетняя осцилляция, Тихоокеанская десятилетняя осцилляция и др. [Мохов, 2020; Мохов, Медведев, 2022; Мохов, Тимажев, 2022; Barriopedro, Calvo, 2014; Li et al., 2018; Luo et al., 2022; Lupo et al., 2019; Mokhov, Smirnov, 2022; Mokhov, Timazhev, 2022; Renwick, Wallace, 1996; Wazneh et al., 2021; Wiedenmann et al., 2002].

В [Renwick, Wallace, 1996], в частности, по данным для 44 зим (1950–1994 гг.) получено, что повторяемость атмосферных блокирований зимой над Тихим океаном в Северном полушарии существенно больше в фазе Ла-Нинья, чем в фазе Эль-Ниньо. Учитывался также эффект Тихоокеанско-Североамериканского колебания (моды). Общая продолжительность атмосферных блокирований за год в Северном полушарии в целом, а также над Тихоокеанским сектором, согласно оценкам, полученным в [Wiedenmann et al., 2002] по данным реанализа для периода 1968–1998 гг., наибольшая в годы Ла-Нинья, а наименьшая в годы Эль-Ниньо (см. также [Мохов, 2006]). При этом над континентами в целом общая продолжительность атмосферных блокирований за год наибольшая при нейтральной фазе, тогда как над атлантическим сектором — минимальная.

В [Barriopedro, Calvo, 2014] представлены результаты анализа влияния явлений Эль-Ниньо на активность атмосферных блокирований в Северном полушарии как предвестников внезапных стратосферных потеплений в зимние сезоны с использованием данных реанализа для периода

1958–2010 гг. Получено, в частности, что зимние атмосферные блокирования над евро-атлантическими регионами обычно предшествуют внезапным стратосферным потеплениям во время Эль-Ниньо, а блокирования над восточной частью Тихого океана и азиатскими регионами чаще предшествуют внезапным стратосферным потеплениям во время Ла-Нинья.

Согласно [Chen, Yoon, 2002] заметное влияние на блокинговую активность связано с Тихоокеанским десятилетним колебанием, в частности над Тихим океаном в Северном полушарии (см. также [Мохов, 2021]). В [Li et al., 2018] отмечена связь атмосферных блокирований с Атлантической мультдесятилетней осцилляцией. С использованием данных реанализа для периода 1968–2018 гг. в [Lupo et al., 2019] отмечены сезонные особенности характеристик атмосферных блокирований (повторяемости, средней и общей продолжительности, интенсивности) в Северном и Южном полушариях, в том числе для Атлантического и Тихоокеанского секторов и над континентами в целом в разных фазах Эль-Ниньо с учетом фаз других ключевых мод климатической изменчивости, включая Северо-Атлантическое колебание, Атлантическую мультдесятилетнюю и Тихоокеанскую десятилетнюю осцилляцию.

Отмеченные особенности характеристик атмосферных блокирований связаны, в том числе, с влиянием событий Эль-Ниньо на субтропическое струйное течение — с увеличением интенсивности струйного течения в фазе Эль-Ниньо и ослабления в противоположной фазе Ла-Нинья. Существенно, что ядро субтропического струйного течения зимой смещается в средние широты, в которых проявляются атмосферные блокирования зонального переноса. В [Мохов, 2011] отмечено, что с точки зрения момента импульса блокирование в тропосфере способствует компенсации эффекта интенсификации струйного течения (выше по потоку относительно области формирования блокинга). В связи с этим есть перспективы более адекватного учета процессов, характеристики которых могут быть предикторами для формирования блокингов, при сохранении суммарного углового момента системы Земля—атмосфера полезными индикаторами являются угловая скорость вращения Земли и суммарный момент импульса атмосферы [Мохов, 2011].

В [Luo et al., 2021] отмечены особенности формирования режимов аномальных зимних морозов в среднеширотных азиатских регионах по данным для периода 1950–2019 гг. в связи с влиянием событий Эль-Ниньо на режим атмосферных блокирований над Уральскими горами. В [Luo et al., 2022] проведен анализ причин междесятилетних вариаций региональных аномалий с дипольной структурой, характеризующейся аномально холодными режимами над континентальными регионами при потеплении в арктических регионах (см. также [Мелешко и др., 2018; Семенов и др., 2012; Blackport, Screen, 2020; Luo et al., 2022]). Отмечены особенности связи этих аномалий с Атлантической мультдесятилетней и Тихоокеанской десятилетней осцилляциями.

В связи с блокировками формируются аномалии атмосферных составляющих, в частности содержания озона в атмосфере — озоновые «мини-дыры» (ОМД) [Ситнов, Мохов, 2021; Barriopedro et al., 2010; Peters et al., 1995]. Согласно [Barriopedro et al., 2010] половина ОМД над европейскими регионами проявляется в условиях атмосферных блокирований, при этом связанные с блокинками ОМД отличаются наибольшей глубиной и устойчивостью. В связи с глобальным потеплением, на фоне увеличения вероятности более длительных атмосферных блокирований [Мохов и др., 2013; Мохов, Тимажев, 2019], в Евро-Атлантическом секторе ожидается учащение зимних ОМД [Barriopedro et al., 2010].

Анализ повторяемости атмосферных блокирований с учетом влияния ключевых мод естественной климатической изменчивости на фоне вековых тенденций с использованием данных наблюдений, реанализа и модельных расчетов необходим для оценки потенциальной предсказуемости региональных погодно-климатических аномалий и формирования и развития соответствующей системы прогностического оценивания возможных рисков и последствий.

С атмосферными блокировками связаны сильнейшие региональные погодно-климатические аномалии со значимыми социально-экономическими и экологическими последствиями. Для российских регионов с использованием спутниковых данных и данных реанализа для последних десятилетий получены оценки значимой связи с атмосферными блокировками площади природных пожаров и вызванных ими

эмиссий в воздушную среду продуктов горения [Мохов и др., 2020]. С процессами атмосферного блокирования связана рекордная жара на европейской территории России летом 2010 года и рекордное наводнение на Амуре 2013 года. При этом вероятность атмосферных блокирований и риск погодно-климатических аномалий зависит от амплитуд и фаз ключевых мод климатической изменчивости, в частности явлений Эль-Ниньо. В [Мохов, 2023] по данным для последних десятилетий отмечено, что общая продолжительность атмосферных блокирований в Северном полушарии в положительной фазе АМО была существенно больше, чем в отрицательной. Формированию рекордного амурского наводнения 2013 года и камчатского «красного прилива» в 2020 году способствовали положительные аномалии температуры в западной части Тихого океана, соответствующие отрицательной фазе PDO [Мохов, 2021]. Согласно модельным оценкам при потеплении в связи с увеличением содержания CO_2 в атмосфере можно ожидать усиление интегрального действия блокингов в Северном полушарии, особенно над континентами в холодные месяцы года [Мохов, 2006] (см. также [Мохов, Тимажев, 2019]). При этом сильные зимние морозы над континентами в средних широтах не только не противостоят глобальному потеплению, но и могут быть его региональными индикаторами.

В данной работе анализируются режимы зимних атмосферных блокирований в Северном полушарии при совместном учете разных фаз явлений Эль-Ниньо, Тихоокеанской десятилетней и Атлантической мультдесятилетней осцилляций для периода 1979–2018 гг. В том числе существенно, что анализируются вариации повторяемости атмосферных блокирований в зависимости от долготы при разных типах Эль-Ниньо с различной повторяемостью и частотой межфазовых переходов [Мохов, 2022б].

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА

В данной работе использовались данные реанализа ERA-Interim [Dee et al., 2011] для периода 1979–2019 гг. Доля дней с атмосферными блокировками (повторяемость блокингов) определялась аналогично [Мохов, Тимажев, 2019; Luo et al., 2019; 63MTL2014; Wiedenmann et al., 2002] с использованием подхода, предложенно-

го в [Lejenäs, Øakland, 1983] (см. также [Tibaldi, Molteni, 1990]). Подобный подход использовался также в [Wiedenmann et al., 2002]. Атмосферные блокирования западного переноса в тропосфере средних широт достаточно просто диагностируются с использованием индекса I , характеризующего для каждой долготы λ разность значений геопотенциальной высоты H на уровне 500 гПа между субтропическими (40° с.ш.) и субполярными (60° с.ш.) широтами:

$$I(\lambda) = H(\lambda)_{40^\circ\text{N}} - H(\lambda)_{60^\circ\text{N}} \quad (2)$$

Области атмосферного блокирования с характерным масштабом порядка масштаба Обухова для баротропной атмосферы проявляются при выполнении условий

$$\begin{aligned} I(\lambda) &< 0, \\ I(\lambda - 15^\circ) + I(\lambda) + I(\lambda + 15^\circ) &< 0 \end{aligned} \quad (3)$$

в диапазоне долгот не менее 30° от $(\lambda - 15^\circ)$ до $(\lambda + 15^\circ)$ в течение не менее 5 суток. Особенности этого метода в сопоставлении с другими методами отмечены, в частности, в [Мохов, Тимажев, 2019; Мохов, Тимажев, 2022; Lupo, 2021] (см. также [Bardin et al., 2005; Lejenäs, Øakland, 1983; Pelly, Hoskins, 2003; Scherer et al., 2006; Wiedenmann et al., 2002]).

Использовались также данные для индексов, характеризующих квазициклические Эль-Ниньо / Южное колебание (El-Nino / Southern Oscillation — ENSO), Тихоокеанскую десятилетнюю осцилляцию (Pacific Decadal Oscillation — PDO) и Атлантическую мультидесятилетнюю осцилляцию (Atlantic Multidecadal Oscillation — AMO) (https://psl.noaa.gov/gcos_wgsp/Timeseries/) [Enfield et al., 2001; Mantua et al., 1997; Rayner et al., 2003]. При этом учитывались явления Эль-Ниньо, детектируемые разными индексами.

Фазы Эль-Ниньо (E) и Ла-Нинья (L) выделялись, в частности, с использованием 5-месячного скользящего осреднения значений аномалии температуры поверхности океана (ТПО) в экваториальных широтах Тихого океана (5° с.ш. — 5° ю.ш.) — в восточной области Nino3 (150° з.д. — 90° з.д.) и центральной области Nino4 (160° в.д. — 150° з.д.). Фаза Эль-Ниньо (теплая фаза) и фаза Ла-Нинья (холодная фаза) определялись, соответственно, значениями аномалий ТПО не ме-

нее 0.5 К или не более -0.5 К в течение 6 месяцев подряд. Остальные случаи характеризовались как нейтральная фаза (N). Для анализируемого временного интервала 1979–2018 гг. было выделено 10 E -фаз, 6 L -фаз, 24 N -фазы при использовании индекса Nino3 и 15 E -фаз, 7 L -фаз, 18 N -фаз при использовании индекса Nino4.

Индекс АМО (I_{AMO}) определяется температурой поверхности Северной Атлантики в широтном поясе $0-70^\circ$ с.ш. с вариациями с характерным периодом около шести десятилетий. Индекс PDO (I_{PDO}) определяется температурой поверхности Тихого океана севернее 20° с.ш. с вариациями с характерным периодом около двух десятилетий. Для АМО и PDO выделялись положительные (АМО+ и PDO+) и отрицательные (АМО- и PDO-) фазы с соответствующими зимними и среднегодовыми аномалиями индексов относительно многолетних средних значений. Подобные индексы, характеризующие ключевые квазициклические моды климатической изменчивости, использовались, в частности, в [Мохов, Тимажев, 2022; Lupo et al., 2019]. В данной работе предлагается выделять фазы АМО+ при $I_{\text{AMO}} > I_{\text{AMO+}} = 0.5$ и АМО- при $I_{\text{AMO}} < I_{\text{AMO-}} = -0.5$, а также фазы PDO+ при $I_{\text{PDO}} > I_{\text{PDO+}} = 0.1$ и PDO- при $I_{\text{PDO}} < I_{\text{PDO-}} = -0.1$. Величина $I_{\text{AMO+}} = -I_{\text{AMO-}}$ соответствует $3/4$ среднеквадратического отклонения (СКО) межгодовых вариаций I_{AMO} . Величина $I_{\text{PDO+}} = -I_{\text{PDO-}}$ соответствует $1/2$ СКО межгодовых вариаций I_{PDO} .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Таблица характеризует число зимних сезонов (с декабря по февраль) — вариант I, а также число предшествующих лет (с января по декабрь) — вариант II, в фазах Эль-Ниньо (E), Ла-Нинья (L) и нейтральной (N) при использовании индексов Nino3 и Nino4 в зависимости от фаз АМО (АМО+ и АМО-) и PDO (PDO+ и PDO-) по данным для периода 1979–2018 гг. На фоне доминирующих зим в нейтральной фазе для периода 1979–2018 гг. E -фаза отмечалась более часто, чем L -фаза. При этом не отмечено зимних режимов в E -фазе при фазе PDO-, а также зимних режимов L -фазы при фазе PDO+ для зимнего сезона и предыдущего года.

На рис. 1–4 представлены оценки повторяемости p зимних атмосферных блокирований (доли

Таблица. Число зимних сезонов (с декабря по февраль) — вариант I, а также число предшествующих лет (с января по декабрь) — вариант II, в фазах Эль-Ниньо (*E*), Ла-Нинья (*L*) и нейтральной (*N*) при использовании индексов Nino3 и Nino4 в зависимости от фаз AMO (AMO+ и AMO-) и PDO (PDO+ и PDO-) по данным для периода 1979–2018 гг.

Моды климатической изменчивости			<i>N</i>		<i>E</i>		<i>L</i>	
			I	II	I	II	I	II
Nino3	AMO	AMO+	10	9	5	5	2	2
		AMO-	8	8	4	4	1	1
	PDO	PDO+	8	10	6	5	0	0
		PDO-	7	6	0	2	5	2
Nino4	AMO	AMO+	8	7	7	7	2	2
		AMO-	5	5	5	5	3	3
	PDO	PDO+	5	6	7	7	2	2
		PDO-	5	6	2	2	5	2

дней с блокированием) в средних широтах Северного полушария в зависимости от долготы — средние значения (черная кривая) и диапазон межгодовой изменчивости, характеризуемый СКО, по данным для периода 1979–2018 гг. Диапазон СКО приводится для оценки статистической значимости различий между разными фазами. Наибольшие значения средней повторяемости и межгодовой изменчивости зимних атмосферных блокирований отмечаются над европейскими регионами, а также над среднеширотными акваториями Тихого океана. Проявляется также увеличение повторяемости зимних блокирований над Уральскими горами. Пониженные значения *p* отмечаются для внутриконтинентальных регионов.

На фоне средних значений для повторяемости атмосферных блокирований в средних широтах

Северного полушария на рис. 1а,б представлены оценки для зим в *E*-фазе, *L*-фазе и *N*-фазе с использованием индексов Nino3 (а) и Nino4 (б) для периода 1979–2018 гг. Согласно рис. 1а максимальные значения повторяемости зимних атмосферных блокирований проявляются над евроатлантическими регионами, а также над Тихим океаном при нейтральной фазе, диагностированной с использованием индекса Nino3. При этом наименьшие значения в области максимума *p* над евроатлантическими регионами отмечаются в фазе Ла-Нинья. В фазе Эль-Ниньо для максимума *p* над евроатлантическими регионами отмечено смещение на запад по сравнению с долготным положением максимума в нейтральной фазе и в фазе Ла-Нинья. Для максимума повторяемости атмосферных блокирований зимой над Тихим океаном в фазе Эль-Ниньо, наоборот, отмечено

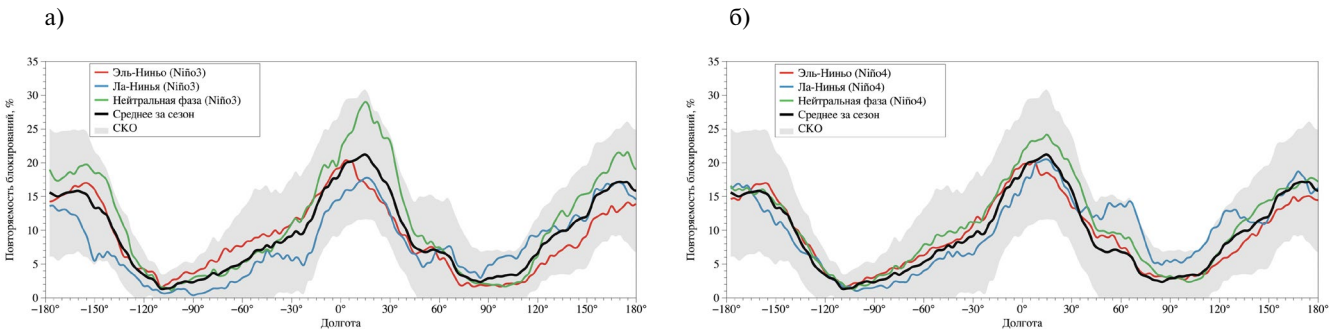


Рис. 1. Повторяемость зимних атмосферных блокирований (доли дней с блокированием) в средних широтах в Северного полушария в зависимости от долготы — средние значения (черная кривая) и диапазон межгодовой изменчивости, характеризуемый среднеквадратическими отклонениями (заштриховано), по данным для периода 1979–2018 гг. Представлены также оценки в фазах Эль-Ниньо (красный цвет), Ла-Нинья (синий цвет) и нейтральной фазе (зеленый цвет) с использованием индексов Nino3 (а) и Nino4 (б).

смещение на восток относительно долготного положения максимума в нейтральной фазе, тогда как в фазе Ла-Нинья — на запад. В целом, за исключением центрально-европейских и восточно-европейских регионов, значения p в фазе Эль-Ниньо больше, чем в фазе Ла-Нинья, для западного полушария и наоборот — для восточного. Минимальные значения p зимой проявляются над североамериканскими и азиатскими регионами.

Для особенностей повторяемости зимних блокирований для разных фаз явлений Эль-Ниньо при использовании индекса Nino4 (рис. 1б) наряду с общими с полученными при использовании индекса Nino3 (рис. 1а) отмечены существенные различия. В частности, при использовании индекса Nino4 на рис. 1б в фазе Ла-Нинья существенно более значимо проявляется локальный максимум p в области Уральских гор. Как и при использовании индекса Nino3, при использовании Nino4 в фазе Эль-Ниньо по сравнению с нейтральной фазой и фазой Ла-Нинья проявляется смещение максимума значений p на запад в евроатлантическом секторе и наоборот — в тихоокеанском секторе.

На рис. 2 представлены соответствующие оценки повторяемости зимних атмосферных блокирований в средних широтах Северного полушария в нейтральной фазе (N) для явлений Эль-Ниньо с использованием индексов Nino3 и Nino4, при разных фазах АМО (а,б) и PDO (в,г) в вариантах I (а,в) и II (б,г) на фоне средних значений p для всего периода 1979–2018 гг. Согласно рис. 2а значения p в нейтральной фазе Эль-Ниньо (при использовании индекса Nino3, и индекса Nino4) наиболее сильно различаются в фазах АМО+ и АМО- над Тихим океаном и восточными азиатскими регионами: максимальные значения в фазе АМО- существенно выше, чем максимальные значения для среднего распределения p (около 15%) и заметно ниже — в фазе АМО+. Отмечены заметные вариации значений p в районе Уральских гор в фазе АМО- — с более высокими значениями при использовании индекса Nino3 и пониженными — при использовании индекса Nino4. Можно также отметить, что над большей частью Евразии значения p в фазе АМО- при использовании индекса Nino3 больше средних значений для всего периода 1979–

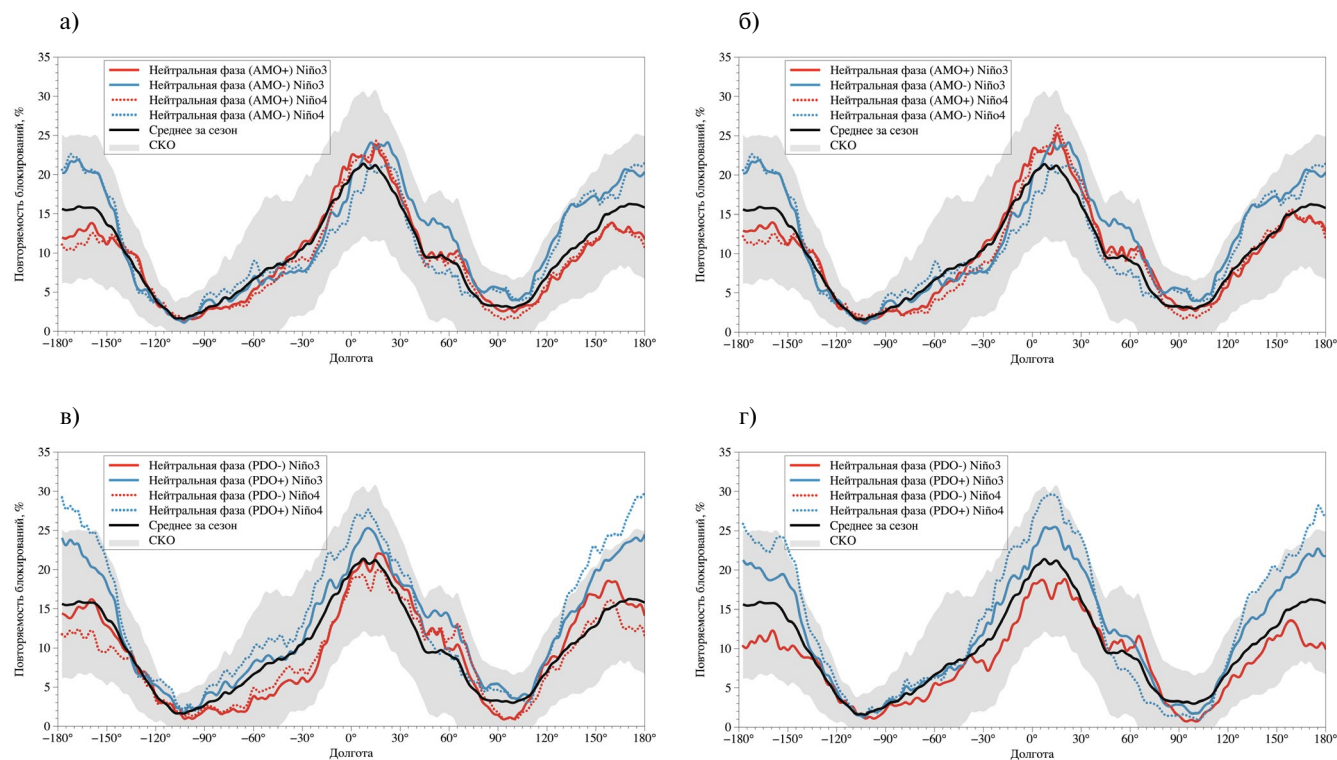


Рис. 2. Повторяемость зимних атмосферных блокирований в средних широтах Северного полушария в нейтральной фазе (N) Эль-Ниньо с использованием индексов Nino3 и Nino4, при разных фазах АМО (а,б) и PDO (в,г) в вариантах I (а,в) и II (б,г) на фоне средних значений (с заштрихованным диапазоном СКО) для всего периода 1979–2018 гг.

2018 гг., а над значительной частью Северной Атлантики и регионами Западной Европы — меньше (в том числе и при использовании индекса Nino4). Отмеченные особенности в целом характерны и для рис. 2б.

Более существенные различия значений p в нейтральной фазе Эль-Ниньо (при использовании индексов Nino3 и Nino4) проявляются в фазах PDO+ и PDO- (рис. 2в,г), особенно над Тихим океаном: максимальные значения в фазе PDO+ существенно выше, чем максимальные значения для среднего распределения p и в фазе PDO-. При этом более контрастно проявляются различия p в фазах PDO+ и PDO- на рис. 2г не только над Тихим океаном, но и в области максимальных значений p над регионами западной части Европы и восточной частью Северной Атлантики — с более высокой, чем в среднем, повторяемостью блокирований в фазе PDO+ и более низкой — в фазе PDO-. Следует отметить, что на рис. 2в более протяженная по долготе область с более низкими значениями p в фазе PDO- и более высокими значениями в фазе PDO- — не только над Северной Атлантикой, но и над восточными регионами Северной Америки.

Аналогично, на рис. 3 приведены оценки повторяемости зимних атмосферных блокирований в средних широтах Северного полушария в фазе Эль-Ниньо (E) с использованием индексов Nino3 и Nino4, при разных фазах АМО (а,б) и PDO (в,г) в вариантах I (а,в) и II (б,г) на фоне средних значений p для всего периода 1979–2018 гг. В фазе Эль-Ниньо, как и в нейтральной фазе, отмечаются большие различия в фазах АМО+ и АМО- над Тихим океаном. В частности максимальные значения p в фазе АМО+ существенно больше, чем в фазе АМО-, особенно при канонических событиях, характеризуемых индексом Nino3 (рис. 3а,б). При этом в фазе АМО+ в условиях Эль-Ниньо повторяемость атмосферных блокирований заметно больше, чем в фазе АМО- и над значительной частью Атлантики и Северной Америки. В то же время в области максимальных значений p над регионами западной части Европы и над восточной частью Атлантики повторяемость атмосферных блокирований в фазе АМО- больше, чем в фазе АМО+.

Еще более существенные различия значений p в фазе Эль-Ниньо проявляются в фазах PDO+ и PDO- (рис. 3в,г). Следует учитывать, что собы-

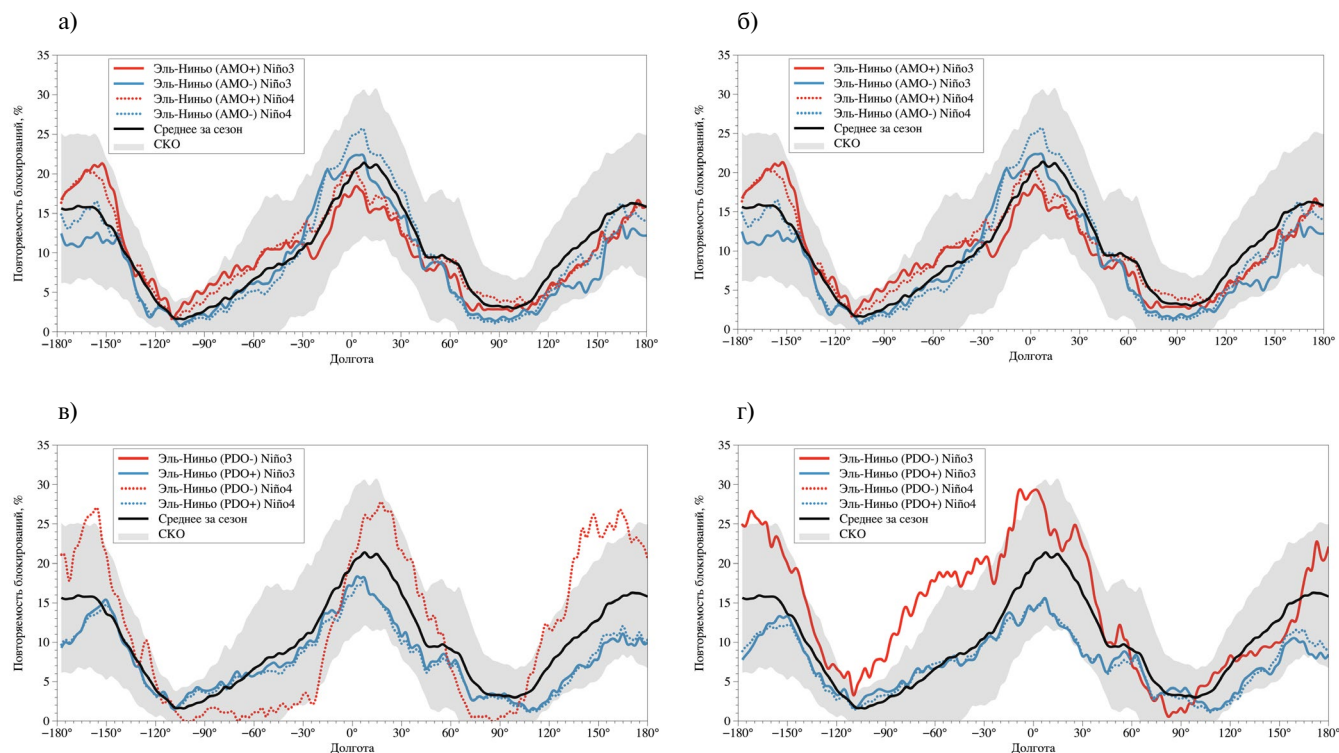


Рис. 3. Повторяемость зимних атмосферных блокирований в средних широтах Северного полушария в фазе Эль-Ниньо с использованием индексов Nino3 и Nino4, при разных фазах АМО (а,б) и PDO (в,г) в вариантах I (а,в) и II (б,г) на фоне средних значений (с заштрихованным диапазоном СКО) для всего периода 1979–2018 гг.

тия Эль-Ниньо в фазе PDO- были отмечены только дважды в варианте II, а в варианте I не были выявлены ни разу при использовании индекса Nino3. При этом отмечены экстремально большие значения p в областях максимумов повторяемости атмосферных блокирований в Евро-Атлантическом и Тихоокеанских секторах в фазе PDO- и пониженных соответствующих значений повторяемости блокирований в PDO+. В фазе PDO- проявились противоположные аномалии значений p в вариантах I (рис. 3в) и II (рис. 3г) над Атлантическим океаном, а также над восточными регионами Северной Америки — с экстремально большими оценками повторяемости атмосферных блокирований для варианта II и экстремально низкими для варианта I. Наряду с этим, в фазе PDO- в варианте I при событиях Эль-Ниньо, характеризуемых индексом Nino4, повторяемость атмосферных блокирований экстремально высокая над восточными регионами Азии и западной частью Тихого океана, тогда как при выделении явлений Эль-Ниньо по индексу Nino3 значения p близки к средним значениям для периода 1979–2018 гг.

На рис. 4 представлены соответствующие оценки повторяемости зимних атмосферных блокирований в средних широтах Северного полушария в фазе Ла-Нинья (с использованием индексов Nino3 и Nino4) при разных фазах АМО (а,б) и PDO (в,г) в вариантах I (а,в) и II (б,г) на фоне средних значений p для всего периода 1979–2018 гг. Проявляется очень большой диапазон вариаций повторяемости атмосферных блокирований при Ла-Нинья в разных фазах АМО и PDO. Это связано, в том числе, и с низкой частотой проявления отмеченных режимов — только для режимов Ла-Нинья в фазе PDO- выявлено 5 событий (рис. 4в), в остальных случаях не больше 3 событий в зависимости от фазы АМО и не больше 2 событий в зависимости от фазы PDO. А в фазе PDO+ не было отмечено ни одного канонического события Ла-Нинья (характеризуемого индексом Nino3).

В фазе Ла-Нинья, согласно рис. 4, наряду с максимумами p над Евро-Атлантическим и Тихоокеанскими секторами проявляются экстремально высокие значения повторяемости атмосферных блокирований в области Уральских гор. Это от-

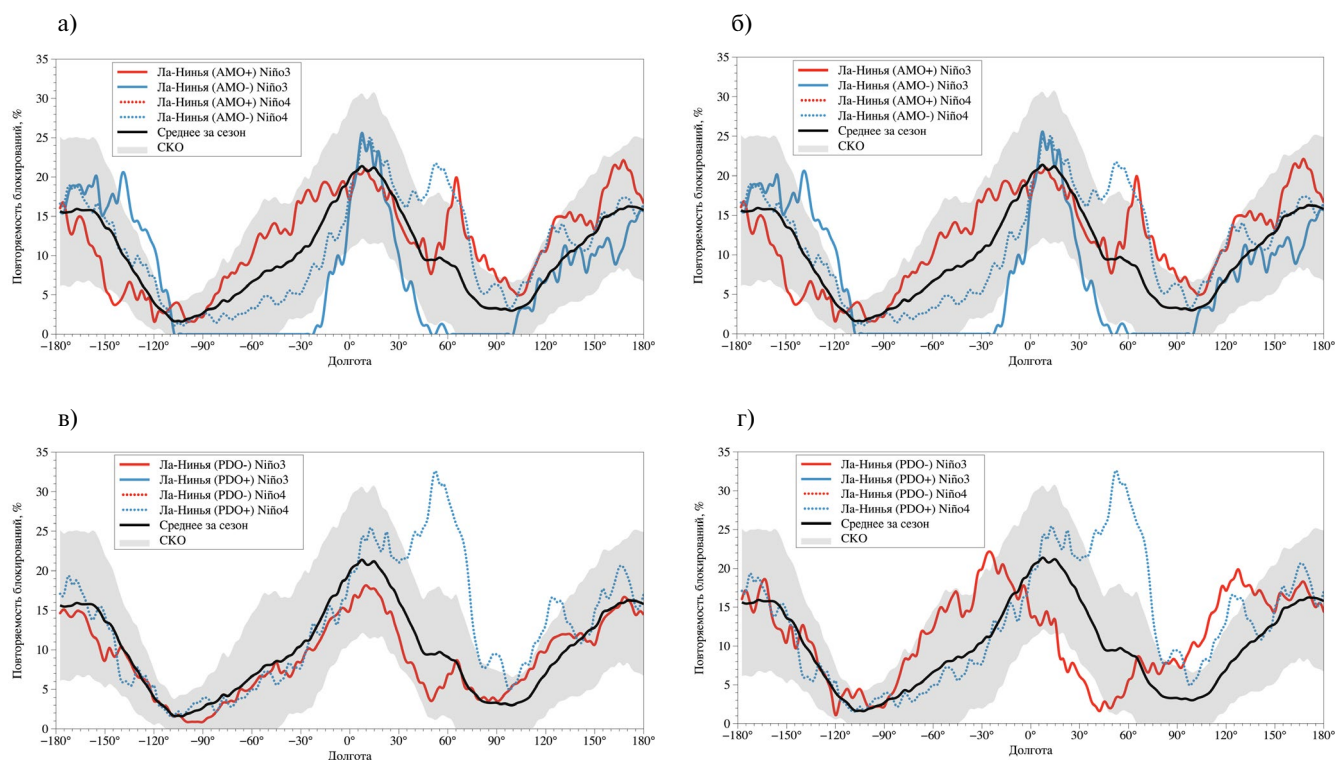


Рис. 4. Повторяемость зимних атмосферных блокирований в средних широтах Северного полушария в фазе Ла-Нинья с использованием индексов Nino3 и Nino4, при разных фазах АМО (а,б) и PDO (в,г) в вариантах I (а,в) и II (б,г) на фоне средних значений (с заштрихованным диапазоном SKO) для всего периода 1979–2018 гг.

мечено в обоих вариантах I и II для фаз АМО+ и АМО-, а также для фазы PDO+ (при Ла-Нинья, диагностированным с использованием индекса Nino4).

В западном полушарии во время Ла-Нинья в фазе АМО+ оценки p над Атлантикой и восточными регионами Северной Америки существенно больше, чем в фазе АМО-, и больше средних значений p для периода 1979–2018 гг., а над восточной частью Тихого океана — наоборот (рис. 4а,б). В восточном полушарии соответствующие оценки p в фазе АМО+ больше средних значений повторяемости атмосферных блокирований над азиатскими регионами и западной частью Тихого океана, а также в целом больше, чем в фазе АМО-. При этом в области максимальных значений p над западно-европейскими регионами повторяемость атмосферных блокирований в фазе АМО- больше, чем в фазе АМО+ (и больше средних оценок p). Соответствующие оценки p в фазе АМО+ над восточно-европейскими регионами и значительной частью азиатских регионов при Ла-Нинья, детектируемых индексом Nino4, существенно больше, чем при использовании индекса Nino3.

Сильнейшие различия оценок p при Ла-Нинья получены для разных фаз PDO (рис. 4в,г). Во время Ла-Нинья, детектированных с использованием индекса Nino4, получены экстремально большие оценки повторяемости атмосферных блокирований в фазе PDO+ в области Уральских гор — значительно больше средних значений и оценок для фазы PDO-. Большие значения p отмечены в фазе PDO+ также в области максимума в Евро-Атлантическом секторе — больше средних значений и оценок для фазы PDO- (в варианте I). Значительно отличаются оценки p при Ла-Нинья для фазы PDO- в варианте II по сравнению с вариантом I. В частности, в варианте II оценки p в фазе PDO- существенно больше, чем в варианте I, над Атлантикой и восточными регионами Северной Америки, а также над азиатскими регионами.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты выявили значительные региональные аномалии повторяемости зимних атмосферных блокирований в Северном полушарии при разных фазах явлений Эль-Ниньо, Тихоокеанской десятилетней и Атлантической

мультidesятилетней осцилляций по данным для последних десятилетий. В том числе отмечены особенности при разных индексах детектирования явлений Эль-Ниньо на фоне среднего распределения повторяемости зимних атмосферных блокирований для 40-летнего периода 1979–2018 гг. с максимумами в Евро-Атлантическом и Тихоокеанском секторах.

Отмечено, что в нейтральной фазе Эль-Ниньо повторяемость атмосферных блокирований в области зимних максимумов в Евро-Атлантическом и Тихоокеанском секторах существенно больше средних значений для периода 1979–2018 гг. при положительной фазе PDO, а также в области зимнего максимума в Тихоокеанском секторе при отрицательной фазе АМО. В фазе Эль-Ниньо отмечено, в частности, существенное увеличение повторяемости атмосферных блокирований над Тихим и Атлантическим океанами в отрицательной фазе Тихоокеанской десятилетней осцилляции, а также в положительной фазе Атлантической мультidesятилетней осцилляции. Значительное увеличение повторяемости атмосферных блокирований зимой отмечено в фазе Ла-Нинья (при использовании индекса Nino4) в области Уральских гор в положительной фазе PDO и отрицательной фазе АМО.

Результаты проведенного анализа межгодовой изменчивости повторяемости зимних режимов атмосферных блокирований при совместном учете эффектов Эль-Ниньо, Тихоокеанской десятилетней и Атлантической мультidesятилетней осцилляций необходимы для детализации оценок предсказуемости формирования экстремальных региональных режимов в зависимости от фаз ключевых мод межгодовой и междесятилетней климатической изменчивости. Полученные оценки для 40-летнего периода наряду с более статистически значимыми эффектами выявили региональные сезонные режимы с повышенной изменчивостью в разных фазах Эль-Ниньо, Тихоокеанской десятилетней и Атлантической мультidesятилетней осцилляций.

Для исследования возможности получения более статистически значимых оценок с обоснованием механизмов формирования выявленных особенностей необходим соответствующий анализ для больших временных интервалов с использованием различных данных и модельных расчетов. При анализе доступных данных не стоит

пренебрегать статистически незначимыми оценками — с редкими сочетаниями фаз Эль-Ниньо, Тихоокеанской десятилетней и Атлантической мультidesятилетней осцилляций могут быть связаны экстремальные региональные климатические режимы. Особого внимания требуют оценки формирования режимов с потенциально большим риском негативных последствий, даже статистически незначимые по доступным данным.

Следует учитывать, что при изменениях климата изменяются и особенности естественной климатической изменчивости, в том числе проявления Эль-Ниньо, АМО и PDO, по-разному изменяются процессы формирования Эль-Ниньо различного типа [Мохов, 2022; Мохов и др., 2000; Mokhov et al., 2004; Мохов, 2022б; Мохов, Медведев, 2022]. Соответственно, следует ожидать изменений потенциала предсказуемости климатических аномалий в связи с этими модами. Наряду с региональными режимами со значимой повторяемостью атмосферных блокирований и значимыми ее вариациями значение имеют соответствующие режимы с устойчиво низкой повторяемостью блокирований.

Данная работа выполнена в соответствии с тематикой проекта РНФ 24-17-00211 с использованием результатов, полученных в рамках проекта РНФ 23-47-00104 и соглашения № 075-15-2021-577 Министерства науки и высшего образования РФ с ИФА им. А.М. Обухова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антохина О.Ю., Антохин П.Н., Зоркальцева О.С., Девятова Е.В. Атмосферные блокинги в Западной Сибири. Ч. 1. Особенности обнаружения, объективные критерии и их сравнение // Метеорология и гидрология. 2017. № 10. С. 34–45.
- Бардин М.Ю. Антициклоническая квазистационарная циркуляция и ее влияние на аномалии и экстремумы температуры воздуха в западных областях России // Метеорология и гидрология. 2007. № 2. С. 5–18.
- Груза Г.В., Коровкина Л.В. Сезонные особенности пространственного распределения индексов блокирования в Северном полушарии // Метеорология и гидрология. 1991а. № 3. С. 108–110.
- Груза Г.В., Коровкина Л.В. Климатический мониторинг процессов блокирования западного переноса в Северном полушарии // Метеорология и гидрология. 1991б. № 8. С. 11–18.
- Клещенко Л.К., Ранькова Э.Я. Индексы блокирования в Северном полушарии: оценки для 2020 года и тенденции многолетних изменений // Фундаментальная и прикладная климатология. 2021. Т. 7. № 2. С. 81–98.
- Луно А.Р. и др. Оценка влияния на распад блокингов процессов планетарного масштаба с анализом фазовых траекторий и энтропии // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43. № 1. С. 3–17.
- Мелешко В.П., Катцов В.М., Мирвис В.М. и др. Существует ли связь между сокращением морского льда в Арктике и ростом повторяемости аномально холодных зим в Евразии и Северной Америке? Синтез современных исследований // Метеорология и гидрология. 2018. Т. 11. С. 49–67.
- Мохов И.И. Действие как интегральная характеристика климатических структур: Оценки для атмосферных блокингов // Доклады АН. 2006. Т. 409. № 3. С. 403–406.
- Мохов И.И. Особенности формирования летней жары 2010 г. на Европейской территории России в контексте общих изменений климата и его аномалий // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47. № 6. С. 709–716.
- Мохов И.И. Аномальные зимы в регионах Северной Евразии в разных фазах явлений Эль-Ниньо // ДАН. Науки о Земле. 2020. Т. 493. № 2. С. 93–98.
- Мохов И.И. Экстремальные атмосферные и гидрологические явления в российских регионах: связь с Тихоокеанской десятилетней осцилляцией // ДАН. Науки о Земле. 2021. Т. 500. № 2. С. 183–188.
- Мохов И.И. Изменения климата: причины, риски, последствия, проблемы адаптации и регулирования // Вестник РАН. 2022а. Т. 92. № 1. С. 3–14.
- Мохов И.И. Изменения частот фазовых переходов разных типов явлений Эль-Ниньо в последние десятилетия // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2022б. Т. 58. № 1. С. 3–10.
- Мохов И.И. Сезонные особенности изменений повторяемости экстремальных погодно-климатических явлений в российских регионах в последние десятилетия // Метеорология и гидрология. 2023. № 11. С. 50–64.
- Мохов И.И. Зимние атмосферные блокирования в Северном полушарии при климатических изменениях последних десятилетий (1980–2018 гг.) // ДАН. Науки о Земле. 2023. Т. 508. № 1. С. 132–138.
- Мохов И.И., Акперов М.Г., Прокофьева М.А. и др. Блокинги в Северном полушарии и Евро-Атлантическом регионе: оценки изменений по данным реанализа и модельным расчетам // Доклады АН. 2013. Т. 449. № 5. С. 582–586.

- Мохов И.И., Елисеев А.В., Хворостьянов Д.В. Эволюция характеристик климатической изменчивости, связанной с явлениями Эль-Ниньо/Ла-Нинья // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2000. Т. 36. № 6. С. 741–751.
- Мохов И.И., Медведев Н.Н. Амплитудно-частотные особенности явлений Эль-Ниньо разного типа и их изменения в последние десятилетия // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика и астрономия. 2022. № 3. С. 51–57.
- Мохов И.И., Петухов В.К. Блокинг и тенденции их изменения // Доклады АН. 1997. Т. 357. № 5. С. 687–689.
- Мохов И.И., Семенов В.А. Погодно-климатические аномалии в российских регионах в связи с глобальными изменениями климата // Метеорология и гидрология. 2016. № 2. С. 16–28.
- Мохов И.И., Тимажев А.В. Атмосферные блокирования и изменения их повторяемости в XXI веке по расчетам с ансамблем климатических моделей // Метеорология и гидрология. 2019. № 6. С. 5–16.
- Мохов И.И., Тимажев А.В. Повторяемость летних атмосферных блокирований в Северном полушарии в разных фазах явлений Эль-Ниньо, Тихоокеанской десятилетней и Атлантической мультideсятилетней осцилляций // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2022. Т. 58. № 3. С. 239–249.
- Мохов И.И., Тимажев А.В. Интегральный индекс активности атмосферных блокирований в Северном полушарии в последние десятилетия // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2022. Т. 58. № 6. С. 638–647.
- Обухов А.М., Курганский М.В., Татарская М.С. Динамические условия возникновения засух и других крупномасштабных погодных аномалий // Метеорология и гидрология. 1984. № 10. С. 5–13.
- Семенов В.А. и др. Влияние температуры поверхности океана и границ морского льда на изменение регионального климата в Евразии за последние десятилетия // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 4. С. 403–421.
- Ситнов С.А., Мохов И.И. Связь озоновой «минидыры» над Сибирью в январе 2016 г. с атмосферным блокированием // ДАН. Науки о Земле. 2021. Т. 500. № 1. С. 90–95.
- Тищенко В.А., Хан В.М., Вильфанд Р.М., Рожет Е. Исследование развития атмосферных процессов блокирования и квазистационарирования антициклонов в Атлантико-Европейском секторе // Метеорология и гидрология. 2013. № 7. С. 15–30.
- Шакина Н.П., Иванова А.Р. Блокирующие антициклоны: современное состояние исследований и прогнозирования // Метеорология и гидрология. 2010. № 11. С. 5–18.
- Antokhina O. Yu., Antokhin P.N., Devyatova E.V., Martynova Yu.V. 2004–2016 wintertime atmospheric blocking events over Western Siberia and their effect on surface temperature anomalies // Atmosphere. 2018. V. 9. P. 72, doi:10.3390/atmos9020072
- Bacer S., Jomaa F., Julien Beaumet J. et al. Impact of climate change on wintertime European atmospheric blocking // Wea. Clim. Dyn. 2022. V. 3. P. 377–389.
- Bardin M., Gruza G.V., Lupo A.R., et al. Quasi-stationary anticyclones in the Northern Hemisphere: An analysis of interannual and interdecadal variability and long-term trends at 1000 hPa and 500 hPa using geometric definition // Proc. 16th Symp. on Global Change and Climate Variation. 85th Ann. Meet. AMS. 2005. P. 9–13.
- Barnes E.A., Dunn-Sigouin E., Masato G., Woollings T. Exploring recent trends in Northern Hemisphere blocking // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41, P. 638–644.
- Barnes E.A., Slingo J., Woollings T. A methodology for the comparison of blocking climatologies across indices, models and climate scenarios // Clim. Dyn. 2012, V. 38. P. 2467–2481.
- Barriopedro D., Anto M., Garcia J.A. Atmospheric blocking signatures in total ozone and ozone miniholes // J. Clim. 2010. V. 23. P. 3967–3983.
- Barriopedro D., Calvo N. On the relationship between ENSO, stratospheric sudden warmings, and blocking // J. Clim. 2014. V. 27. P. 4704–4720.
- Barriopedro D., Garcia-Herrera R., Lupo A.R., Hernandez E. A climatology of Northern Hemisphere blocking // J. Clim. 2006. V. 19. P. 1042–1063.
- Blackport R., Screen J. Weekend evidence for mid-latitude impacts of Arctic warming. – Nat. Clim. Change. 2020. V. 10. P. 1065–1066.
- Chen T.-C., Yoon J.-h. Interdecadal variation of the North Pacific wintertime blocking // Mon. Wea. Rev. 2002. V. 130. P. 3136–3143.
- Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / V. Masson-Delmotte, et al. (eds.). Cambridge Univ. Press. 2021.
- Croci-Maspoli M., Schwierz C., Davies H.C. A multifaceted climatology of atmospheric blocking and its recent linear trend // J. Clim. 2007. V. 20. P. 633–649.
- Dee D. P., Uppala S.M., Simmons A. J. et al. The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2011. V. 137. P. 553–597.

- de Vries H., Woolings T., Anstey et al.* Atmospheric blocking and its relation to jet changes in a future climate // *Clim. Dyn.* 2013. V. 41. P. 2643–2654.
- Diao Y., Li J., Luo D.* A new blocking index and its application: Blocking action in the Northern Hemisphere // *J. Clim.* 2006. V. 19. P. 4819–4839.
- Dole R., Gordon N.* Persistent anomalies of the extratropical Northern Hemisphere wintertime circulation: Geographical-distribution and regional persistence characteristics // *Mon. Wea. Rev.* 1983. V. 111 (8). P. 1567–1586.
- Dunn–Sigouin E., Son S.-W.* Northern Hemisphere blocking frequency and duration in the CMIP5 models // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 1179–1188.
- Enfield D.B., Mestas-Nunez A.M., Trimble P.J.* The Atlantic multidecadal oscillation and its relation to rainfall and river flows in the continental U.S. // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P. 2077–2080.
- Francis J.A., Vavrus S.J.* Evidence for a wavier jet stream in response to rapid Arctic warming // *Environ. Res. Lett.* 2015. V. 10, 014005.
- Hansen A.R., Sutera A.* A comparison between planetary-wave flow regimes and blocking // *Tellus A.* 1993. V. 45A. P. 281–288.
- Kwon Y.-O., Seo H., Ummenhofer C. C., Joyce T.M.* Impact of multidecadal variability in Atlantic SST on winter atmospheric blocking // *J. Clim.* 2020. V. 33. P. 867–892.
- Lejenäs H., Øakland H.* Characteristics of northern hemisphere blocking as determined from long time series of observational data // *Tellus.* 1983. V. 35A. P. 350–362.
- Li F., Orsolini Y.J., Wang H., Gao Y., He S.* Atlantic multidecadal oscillation modulates the impacts of Arctic sea ice decline // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45. P. 2497–2506.
- Luo D., Liu J., Li J.* Interaction between planetary-scale diffluent flow and synoptic-scale waves during the life cycle of blocking // *Adv. Atmos. Sci.* 2010. V. 27 (4). P. 807–831.
- Luo B., Luo D., Dai A. et al.* A connection of winter Eurasian cold anomaly to the modulation of Ural blocking by ENSO // *Geophys. Res. Lett.* 2021. V. 48, e2021GL094304. <https://doi.org/10.1029/2021GL094304>
- Luo B., Luo D., Dai A. et al.* Decadal variability of winter warm Arctic-cold Eurasia dipole patterns modulated by Pacific Decadal Oscillation and Atlantic Multidecadal Oscillation // *Earth's Fut.* 2022. V. 10, e2021EF002351. <https://doi.org/10.1029/2021EF002351>
- Lupo A.R.* Atmospheric blocking events: a review // *Ann. N.Y. Acad. Sci.* 2021. V. 1504. P. 5–24.
- Lupo A.R. et al.* Changes in global blocking character during recent decades // *Atmosphere.* 2019. V. 10 (2). P. 92, <https://doi.org/10.3390/atmos10020092>
- Lupo A.R. et al.* Climatological features of blocking anticyclones: a study of Northern Hemisphere CCM1 model blocking events in present-day and double CO2 concentration atmospheres // *Clim. Dyn.* 1997. V. 13. P. 181–195.
- Mantua N.J., Hare S.R., Zhang Y. et al.* A Pacific interdecadal climate oscillation with impacts on salmon production // *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 1997. V. 78. P. 1069–1079.
- Masato G., Woolings T., Hoskins B.* Structure and impact of atmospheric blocking over the Euro-Atlantic region in present-day and future simulations // *Geophys. Res. Lett.* 2014. V. 41. P. 1051–1058.
- Mokhov I.I., Khvorostyanov D.V., Eliseev A.V.* Decadal and longer term changes in El Nino — Southern Oscillation characteristics // *Intern. J. Climatol.* 2004. V. 24. P. 401–414.
- Mokhov I.I., Smirnov A.V.* Contributions to surface air temperature trends estimated from climate time series: Medium-term causalities // *Chaos.* 2022. V. 32, 063128, <https://doi.org/10.1063/5.0088042>
- Mokhov I.I., Timazhev A.V., Lupo A.R.* Changes in atmospheric blocking characteristics within Euro-Atlantic region and Northern Hemisphere as a whole in the 21st century from model simulations using RCP anthropogenic scenarios // *Glob. Planet. Change.* 2014. V. 122. P. 265–270.
- Mokhov I.I., Timazhev A.V.* Seasonal hydrometeorological extremes in the Northern Eurasian regions depending on ENSO phase transitions // *Atmosphere.* 2022. V. 13 (2). 249, <https://doi.org/10.3390/atmos13020249>
- Pelly J.L., Hoskins B.J.* A new perspective on blocking // *J. Atmos. Sci.* 2003. V. 60. P. 743–755.
- Peters D., Egger J., Entzian G.* Dynamical aspects of ozone mini-hole formation // *Meteorol. Atmos. Phys.* 1995. V. 55. P. 205–214.
- Rayner N. A., Parker D. E., Horton E. B. et al.* Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108 (D14), 4407, doi:10.1029/2002JD002670.
- Renwick J.A., Wallace J.M.* Relationships between North Pacific wintertime blocking, El Nino, and PNA pattern // *Mon. Wea. Rev.* 1996. V. 124. P. 2071–2076.
- Rex D.F.* Blocking action in the middle troposphere and its effect on regional climate. Part I: An aerological study of blocking action // *Tellus.* 1950a. V. 2. P. 196–211.
- Rex D.F.* Blocking action in the middle troposphere and its effect on regional climate. Part II: The climatology of blocking action // *Tellus.* 1950b. V. 2. P. 275–301.

- Scherer S.C., Croci-Maspoli M., Schwierz C., Appenzeller C.* Two-dimensional indices of atmospheric blocking and their statistical relationship with winter climate patterns in the Euro-Atlantic region // *Intern. J. Climatol.* 2006. V. 26. P. 233–249.
- Tibaldi S., Molteni F.* On the operational predictability of blocking // *Tellus.* 1990. V. 42A. P. 343–365.
- Timazhev A.V., Mokhov I.I.* Heat and cold waves formation in association with atmospheric blockings in the Northern Hemisphere // *Research Activities in Earth System Modelling.* E. Astakhova (ed.). 2021. Rep. 51. S. 2. P. 25–26.
- Tyrllis E., Hoskins B.J.* Aspects of a Northern Hemisphere atmospheric blocking climatology // *J. Atmos. Sci.* 2008. V. 65. P. 1638–1652.
- Wazneh H., Gachon P., Laprise R. et al.* Atmospheric blocking events in the North Atlantic: trends and links to climate anomalies and teleconnections // *Clim. Dyn.* 2021. V. 56 (11–12), DOI:10.1007/s00382-020-05583-x
- Wiedenmann J.M. et al.* The climatology of blocking anticyclones for the Northern and Southern Hemispheres: Block intensity as a diagnostic // *J. Clim.* 2002. V. 15 (23). P. 3459–3473.

FREQUENCY OF WINTER ATMOSPHERIC BLOCKINGS IN THE NORTHERN HEMISPHERE IN DIFFERENT PHASES OF EL NIÑO, PACIFIC DECADEAL AND ATLANTIC MULTIDECADAL OSCILLATIONS

I. I. Mokhov^{1, 2, *}, A. V. Timazhev¹

¹*Obukhov Institute of Atmospheric Physics Russian Academy of Science,
Pyzhevskii per., 3, Moscow, 119017, Russia*

²*Lomonosov Moscow State University Leninskie Gory 1, Moscow, 119991, Russia*
*e-mail: mokhov@ifaran.ru

Estimates of regional anomalies in the frequency of winter atmospheric blockings in the Northern Hemisphere, diagnosed using reanalysis data for the period 1979–2018, are presented. at different phases of the El Niño, Pacific Decadal and Atlantic Multidecadal Oscillations. In particular, quantitative estimates were obtained of the regional frequency of winter blockings during El Niño of various types, characterized, in particular, by the Nino3 and Nino4 indices. In particular, during the neutral phase of El Niño phenomena in the positive phase of the Pacific decadal oscillation, a significant excess of the average frequency values of winter atmospheric blockings for a 40-year period over the Euro-Atlantic and Pacific sectors was noted. During the El Niño phase, a significant increase in the frequency of atmospheric blockings was noted in the negative phase of the Pacific Decadal Oscillation, as well as in the positive phase of the Atlantic Multidecadal Oscillation, in particular over the Pacific and Atlantic oceans. In the La Niña phase, using the Nino4 index, a significant increase in the frequency of atmospheric blocking in winter in the Ural Mountains region was revealed in the positive phase of the Pacific decadal oscillation and the negative phase of the Atlantic multidecadal oscillation.

Keywords: winter atmospheric blockings, reanalysis data, El Niño phenomena, Atlantic Multidecadal Oscillation, Pacific Decadal Oscillation

УДК 551.465.635

ГЛУБОКОЕ ПРОНИКАЮЩЕЕ ОХЛАЖДЕНИЕ В ЧЕРНОМ МОРЕ КАК РЕАКЦИЯ НА ВТОРЖЕНИЯ ХОЛОДНОГО ВОЗДУХА В ЗИМНИЙ ПЕРИОД

© 2024 г. В. В. Ефимов, Д. А. Яровая*, О. И. Комаровская

Морской гидрофизический институт РАН, ул. Капитанская, 2, Севастополь, 299011, Россия

*e-mail: darik777@mhi-ras.ru

Поступила в редакцию 26.03.2024 г.

После доработки 28.05.2024 г.

Принята к публикации 10.07.2024 г.

Рассмотрена реакция верхнего слоя Черного моря, и в частности холодного промежуточного слоя (ХПС), на интенсивное ветровое воздействие во время зимних вторжений холодного воздуха (ВХВ). С использованием данных атмосферного реанализа ERA5 и морского реанализа Copernicus получены совместные распределения скорости приводного ветра и изменения температуры воды на разных глубинах для периода 2000–2020 гг. Показано, что временной масштаб реакции моря на такие экстремальные явления составляет около 2 суток и влияние ВХВ распространяется на достаточно большие глубины, до 60–70 м. При помощи совместной мезомасштабной модели море-атмосфера исследованы механизмы охлаждения верхнего слоя на примере ВХВ 23–25 января 2010 г. Проведены два численных эксперимента, в которых ослабили взаимодействие море-атмосфера: в эксперименте 1 отключили потоки явного и скрытого тепла от поверхности моря в атмосферу, в эксперименте 2 отключили напряжение трения ветра на поверхности моря. Показано, что основной причиной понижения температуры верхнего перемешанного слоя было охлаждение поверхности моря за счет потоков тепла. При этом механизмом глубокого, проникающего в пикноклин охлаждения являлось вертикальное турбулентное перемешивание, вызванное обрушением ветровых волн и сдвиговой неустойчивостью. В эксперименте 1 понижение температуры было незначительным и произошло в основном из-за вовлечения более холодной воды из ХПС через нижнюю границу перемешанного слоя. В эксперименте 2 понижение температуры было почти таким же, как и в основном расчете. Показано, что отключение напряжения трения ветра изменило характер турбулентного перемешивания в верхнем квазиоднородном слое: чтобы скомпенсировать значительное уменьшение интенсивности турбулентных вихрей и обеспечить тот же вертикальный поток тепла, что и в основном расчете, вертикальный масштаб вихрей увеличился.

Ключевые слова: вторжения холодного воздуха, экстремальное охлаждение, совместное моделирование море-атмосфера, NOW, Черное море, реанализ Copernicus

DOI: 10.31857/S0002351524050081 EDN: NXUCPE

1. ВВЕДЕНИЕ

Вторжение холодного воздуха (ВХВ) в атмосферу над морем — типичное явление для Черноморского региона в зимний период. Обычно такие случаи соответствуют прохождению холодного фронта через северную границу региона и сопровождаются повышением скорости приводного ветра до 10–15 м/с и понижением температуры воздуха до $-10\ldots-5$ °С. В результате в холодном атмосферном пограничном слое над относительно теплым морем, температура поверхности

которого зимой составляет 5–9 °С, развивается интенсивная конвекция, представленная на спутниковых снимках в виде ячеистой или валиковой облачности [Ефимов и др., 2014; Баянкина и др., 2017; Сизов и др., 2019].

Реакция самого Черного моря на такие случаи включает в себя понижение температуры и значительное заглубление верхнего квазиоднородного слоя (ВКС), развитие сильного ветрового волнения и ветровых течений. Эпизоды ВХВ способствуют развитию такой интересной и важной

особенности термохалинной структуры моря как холодный промежуточный слой (ХПС) — минимум температуры воды на глубинах 50–70 м. Считается, что ХПС в областях циклонических круговоротов открытого моря формируется в результате зимней конвекции в условиях больших потоков явного и скрытого тепла с поверхности [Овчинников и др., 1987; Пиотух и др., 2011]. В качестве второй, менее важной, причины формирования ХПС рассматривается адвективный перенос холодных вод из мелководного северо-западного района на юг системой Основного черноморского течения [Коротаев и др., 2014; Куклев и др., 2019]. Современное состояние изученности ХПС хорошо представлено, например, в работах [Stanev et al., 2019; Miladinova et al., 2018].

Отметим, что на развитие глубокой конвекции в ходе зимнего выхолаживания Черного моря влияют и другие физические процессы, как правило сопровождающие случаи интенсивного ВХВ: в условиях больших скоростей ветра, ветровых течений и обрушивающихся поверхностных волн конвекция, связанная со статической неустойчивостью в верхнем слое моря может не развиваться. С учетом этого режим охлаждения приповерхностного слоя Черного моря в зимний период лишь условно можно отнести к режиму глубокой проникающей конвекции. В любом случае развитие глубокого проникающего охлаждения в осенне-зимний период требует дальнейшего изучения с использованием совместной численной модели, учитывающей процессы взаимодействия моря и атмосферы.

Описанию черноморского ХПС непосредственно по данным морских измерений уделялось и продолжает уделяться много внимания. Однако 21-м веке для исследования этого слоя стали также привлекать численное моделирование, т.к. появились модели, которые позволяют довольно точно воспроизвести циркуляцию Черного моря (среди них можно назвать, например, модель NEMO [Madec et al., 2008]), и появилась техническая возможность проводить расчеты с достаточно высоким разрешением, 1–2 км. Данная работа представляет собой еще один вклад в численное исследование структуры черноморского ХПС и изменений, которые происходят в нем во время зимних ВХВ.

В настоящей работе исследуются физические механизмы, ответственные за глубокое проника-

ющее охлаждение (т.е. охлаждение, проникающее в пикноклин) верхнего слоя Черного моря в зимний период, на примере холодного вторжения 23–25 января 2010 г. [Ефимов и др., 2014; Ефимов и др., 2024]. При помощи совместной мезомасштабной модели NOW воспроизведено взаимодействие море-атмосфера во время этого холодного вторжения и проведены численные эксперименты. Кроме того, с использованием данных атмосферного и морского климатических реанализов за 2000–2020 гг. оценены величины возмущений температуры под влиянием изменений напряжения ветра на поверхности моря, свидетельствующие о быстрой реакции поля температуры на достаточно больших глубинах.

2. РЕАКЦИЯ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВЕРХНЕГО СЛОЯ МОРЯ НА СЛУЧАИ ВХВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ КЛИМАТИЧЕСКИХ РЕАНАЛИЗОВ

Для оценок характеристик холодных вторжений в атмосферу Черноморского региона использовались данные атмосферного реанализа ERA5 (разрешение $0.25^\circ \times 0.25^\circ$) о скорости ветра и величинах потоков тепла на поверхности, а также данные морского реанализа Copernicus с разрешением около 10 км о температуре на разных глубинах моря [<https://resources.marine.copernicus.eu>]. Признаком ВХВ был принят ветер северного направления, превышающий величины 5 м/с на высоте 10 м. Северными считались направления в диапазоне углов от строго северо-западного до северо-восточного при отрицательной меридиональной компоненте скорости ветра. Выявленные случаи холодных вторжений представлены в виде рядов суммарного (явный + скрытый) потока тепла и скорости ветра в нескольких морских точках. Данные относятся к зимним месяцам (декабрь, январь, февраль) за 2000–2020 гг. с временным интервалом 1 сутки.

Конечно, этот выбор случаев ВХВ является достаточно условным. В то же время предварительный анализ массивов синоптических данных показывает, что именно такие случаи, в первую очередь ветер северо-восточного направления, описывают преобладающее число эпизодов выхолаживания моря.

Наиболее предсказуемой реакцией моря на ВХВ является понижение температуры в верхнем слое моря. Изменения температуры на

поверхности за время одного из таких эпизодов ВХВ 23–25 января 2010 г. по данным реанализа составили $-1.5...-1$ °C. Даже на глубине 30 м (см. рис. 1) видно понижение на величину до $\sim -0.75...-0.25$ °C в большей части Черного моря, особенно в его западной половине, где развивался особенно сильный ветер. На больших глубинах 50–60 м понижение температуры проявляется в виде отдельных локальных мезомасштабных неоднородностей.

Оценить напрямую изменение температуры ВКС вследствие ВХВ на фоне сезонного хода, а также синоптической и мезомасштабной пространственно-временной изменчивости довольно трудно. В то же время для этих целей можно привлечь совместные распределения скорости ветра и величин изменений ТПМ за предшествующие ВХВ моменты времени.

На рис. 2 для разных глубин приведены совместные распределения изменений температуры воды $\Delta T(t) = T(t) - T(t - 2)$ и скорости приводного ветра $V(t)$, где t – время в днях, а отрицательные величины ΔT означают понижение температуры. Т.е. $T(t)$ и $V(t)$ – это среднесуточные температура и скорость ветра в день t , а $T(t - 2)$ – среднесуточная температура за двое суток до дня t . Там же показана прямая линия тренда и величина R – коэффициент корреляции, определяющий оценку значимости по критерию Стьюдента. Показаны только аппрокси-

мации, значимые на уровне 0.02. Для больших глубин величина R становится малой, $< \sim 0.02$, и распределения не показываем.

Оценка средней величины понижения температуры в течение двух суток охлаждения при скорости ветра 10 м/с составляет на глубинах до 50 м $0.2-0.6$ °C. Не приводя иллюстраций, отметим характерную особенность изменения температуры по глубине: во всем слое от поверхности до глубины 30–40 м величина понижения температуры ΔT была почти постоянной и составляла около 0.2 °C, и лишь на глубинах больших ~ 40 м стала быстро уменьшаться. Реакция температуры воды на ВХВ прослеживается вплоть до глубин 70–80 м, хотя сами численные оценки здесь становятся на уровне 0.05 статистически незначимыми.

Условный выбор двухсуточного запаздывания при расчете ΔT исходил из выбора доверительного интервала в оценке линейного коэффициента для линейной аппроксимации. При оценке изменений температуры на больших временных масштабах вклад случайного шума, связанного с синоптической изменчивостью, приводил к быстрому уменьшению корреляции R и, следовательно, к понижению порога значимости линейной аппроксимации. Отметим, что аналогичные оценки глубины затухания возмущений температуры следуют из распределений, где вместо скорости ветра V использовались данные

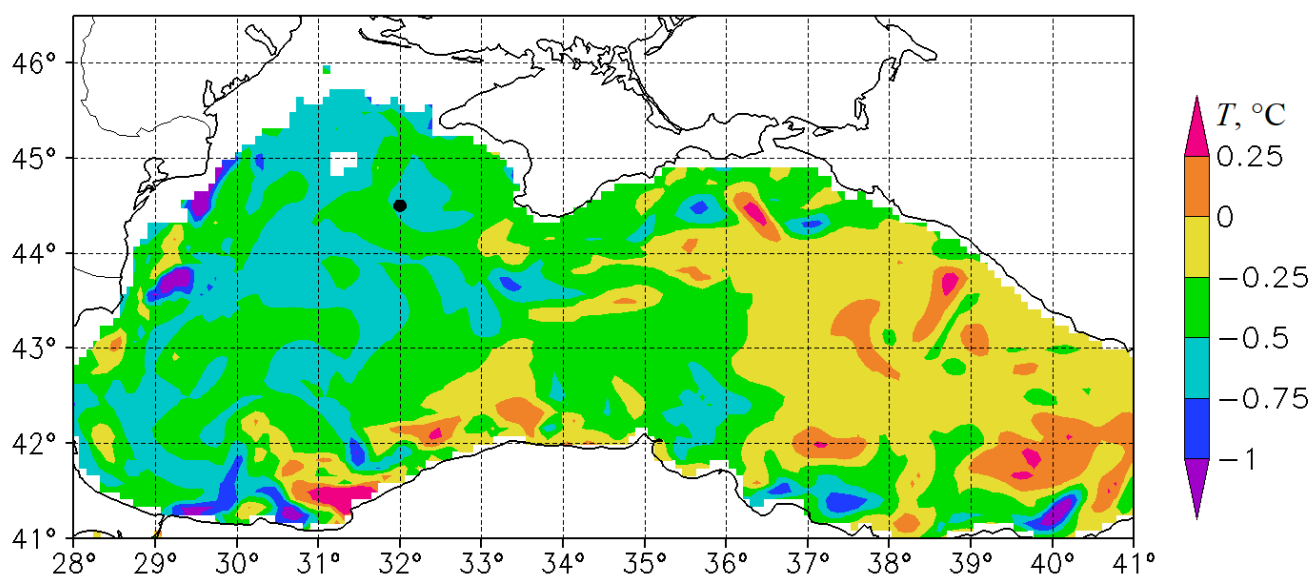


Рис. 1. Изменение температуры моря (°C) на глубине 30 м за время ВХВ 23–25 января 2010 г. по данным реанализа Corernicus. Обозначена точка (32 в.д; 44.5 с.ш.), для которой построены рис. 4–7.

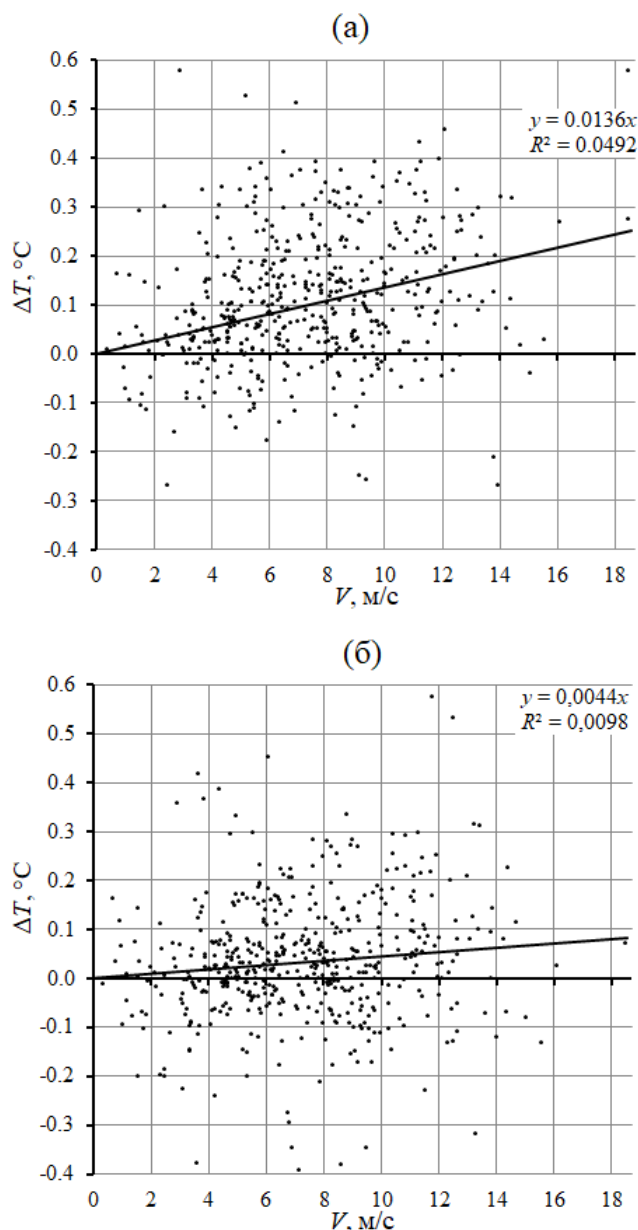


Рис. 2. Совместное распределение изменения температуры воды $\Delta T(t) = T(t) - T(t - 2)$ и скорости приводного ветра $V(t)$, где t — время в днях, на глубинах а) 0.5 м, б) 47 м в точке (32 в.д.; 44 с.ш.).

о суммарных потоках тепла Q в той же выборке случаев ВХВ (укажем, что линейная аппроксимация между ними: $Q = 38 \cdot V$ и коэффициент корреляции $R \approx 0.5$). Зависимости между скоростью ветра и возмущениями температуры, подобные рис. 2, но только для одного зимнего месяца — февраля, обнаруживают значимые на уровне 0.02 оценки влияния ветра на большие глубины, вплоть до 70–80 м. Т.о., влияние ВХВ на температуру верхних слоев моря в зимний период распространяется на достаточно большие глубины, до 60–70 м,

ограничиваясь снизу устойчиво стратифицированным галоклином.

На рис. 3 приведено совместное распределение величины скорости ветра и суммарного потока тепла для выбранных случаев северного ветра. Как видно, скоростям ветра, большим 8 м/с, соответствуют суммарный поток тепла через поверхность моря около 300 Вт/м². С учетом достаточно высокой коррелированности скорости ветра и суммарного потока тепла (коэффициент корреляции $R \sim 0.5$) основное внимание далее будет удалено именно реакции полей температуры моря на возмущения скорости ветра для случаев ВХВ.

Отметим, что эти результаты можно рассматривать как достаточно приближенные оценки: численный реанализ Copernicus был выполнен на 50-ти уровневой сетке с достаточно грубым разрешением 7–10 м в области глубин ХПС. Для более детального изучения процессов глубокого охлаждения в верхнем слое используем совместную численную модель море-атмосфера WRF-NEMO с большим пространственным разрешением и выполним эксперименты по чувствительности результатов к выбору параметров внешнего форсинга, определяющих глубокое проникающее охлаждение моря в зимний период.

3. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ СХЕМ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ СОВМЕСТНОЙ МОДЕЛИ

Совместная модель море-атмосфера (NOW) [Samson et al., 2014] включает в себя атмосферный блок — модель WRF [Skamarock et al., 2008], морской — NEMO [Madec G. et al., 2008] и каплер OASIS [Valcke, 2013]. Граничные условия на поверхности моря (потоки тепла, напряжение тре-

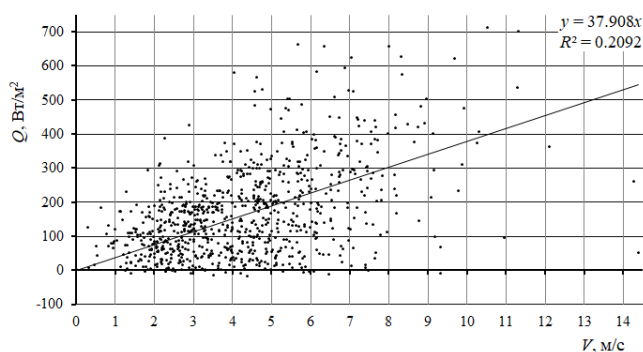


Рис. 3. Совместное распределение суммарного потока тепла от поверхности моря (Вт/м²) в точке (31 в.д.; 45 с.ш.) и скорости приводного ветра (м/с) в точке (31 в.д.; 46.7 с.ш.).

ния ветра и осадки) для NEMO рассчитываются в атмосферной модели WRF. В свою очередь, от NEMO к WRF передаются поля ТПМ и скорости течения на поверхности. Обмен полями между моделями производится каждые два часа.

В качестве начальных и граничных условий для WRF использовались данные реанализа ERA5 с разрешением 0.25° и шагом по времени 6 часов. В качестве начальных условий для морской модели были использованы данные реанализа Copernicus с разрешением $1/12^\circ \approx 6 \times 9$ км для Черного моря. Оба реанализа, ERA5 и Copernicus, получены с усвоением данных наблюдений.

Горизонтальные расчетные сетки в атмосферной и морской моделях были идентичны, имели разрешение 3 км. В атмосферной модели использовалось 37 вертикальных уровней. В морской модели было задано 75 вертикальных уровней, из которых 37 располагались в верхнем 100-метровом слое — это больше, чем в реанализе Copernicus, в котором в верхнем 100-метровом слое находится только 22 уровня из 50.

При моделировании процессов как в атмосферном, так и в морском пограничном слое важную роль играет параметризация вертикального турбулентного обмена. В данной работе исследовался морской пограничный слой, поэтому для параметризации ППС в атмосферной модели, с целью уменьшения вычислительных затрат, использовалась стандартная схема YSU [Hong et al., 2006], в которой коэффициенты обмена в пограничном слое заданы как линейно-квадратичная функция от высоты.

В морской модели использовалась более реалистичная схема GLS k - ε [Umlauf et al., 2003; Canuto et al., 2001; Reffray et al., 2015], в которой коэффициент турбулентного обмена импульсом, K , рассчитывается как

$$K = S \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (1)$$

где S — функция устойчивости; k — турбулентная кинетическая энергия (ТКЭ); ε — скорость диссипации ТКЭ (формула для расчета коэффициента обмена теплом отличается лишь коэффициентами в выражении для S). В схеме GLS используется два дополнительных прогностических уравнения для величин k и ε :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{V}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = D_k + P + G - \varepsilon, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{V}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = D_\varepsilon + \frac{\varepsilon}{k} (c_1 P + c_2 G - c_3 \varepsilon), \quad (2b)$$

где члены $D_k = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right)$, $D_\varepsilon = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)$ — описывают вертикальный перенос величин k и ε турбулентными пульсациями скорости, P — производство этих величин за счет сдвига средней скорости, $G = -K \cdot N^2$ — производство за счет работы силы плавучести (N — частота плавучести); σ_k , σ_ε , c_1 , c_2 , c_3 — некоторые константы. Черта сверху обозначает среднюю величину.

При адаптации модели NEMO к Черному морю были внесены изменения в схему GLS : фоновые значения коэффициентов вертикального обмена импульса и тепла были уменьшены от $1,2 \cdot 10^{-4}$ и $1,2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ до $10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Эксперименты по чувствительности

Было проведено два эксперимента, в которых ослабили процессы взаимодействия атмосферы и моря (таблица).

4.2. Изменение температуры верхнего слоя моря в экспериментах

На рис. 4 показано, как изменялась температура в верхнем слое моря за время холодного вторжения в основном расчете и экспериментах

Таблица. Эксперименты по чувствительности

№	Название	Описание
1	Отключен суммарный поток тепла	В морской модели отключены потоки явного и скрытого тепла на поверхности моря. Между морем и атмосферой есть только потоки длинноволновой и коротковолновой радиации
2	Отключено напряжение трения ветра, $\tau = 0$	В морской модели отключено только напряжение трения ветра на поверхности моря, т. Морские течения, заданные в начальных условиях для NEMO, постепенно затухали в отсутствие атмосферного форсинга

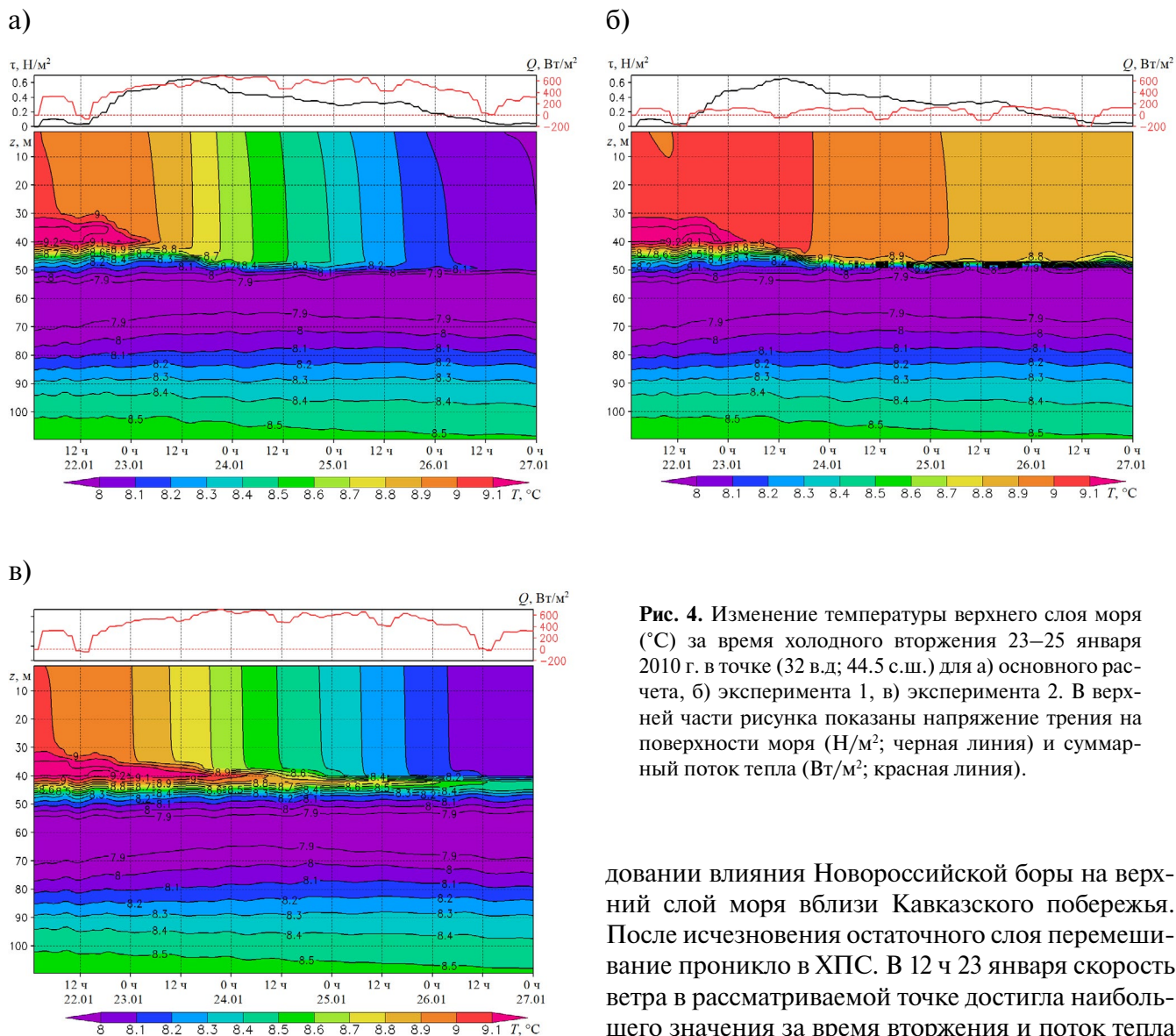


Рис. 4. Изменение температуры верхнего слоя моря ($^{\circ}\text{C}$) за время холодного вторжения 23–25 января 2010 г. в точке (32 в.д; 44.5 с.ш.) для а) основного расчета, б) эксперимента 1, в) эксперимента 2. В верхней части рисунка показаны напряжение трения на поверхности моря (H/m^2 ; черная линия) и суммарный поток тепла ($\text{Вт}/\text{m}^2$; красная линия).

1 и 2 для характерной точки (32 в.д; 44.5 с.ш.) в западной глубоководной части моря (см. рис. 1, на котором показано изменение температуры на глубине 30 м за трое суток холодного вторжения).

В основном расчете (рис. 4а) температура ВКС уменьшалась за счет теплоотдачи в атмосферу. Кроме того, температура ВКС изменялась за счет вовлечения воды с другой температурой через нижнюю границу ВКС. В течение первых суток, т.е. 22 января, вовлекался остаточный слой более теплой воды (на глубинах 30–40 м), что замедлило уменьшение ТПМ. Подобный эффект может привести даже к небольшому кратковременному повышению температуры ВКС, как было обнаружено, например, в [Яровая и др., 2024] при иссле-

довании влияния Новороссийской боры на верхний слой моря вблизи Кавказского побережья. После исчезновения остаточного слоя перемешивание проникло в ХПС. В 12 ч 23 января скорость ветра в рассматриваемой точке достигла наибольшего значения за время вторжения и поток тепла от поверхности моря составил $700 \text{ Вт}/\text{m}^2$.

Из рис. 4б видно, что в эксперименте 1 (с исключением потоков тепла) понижение температуры ВКС составило всего около $0.2 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Однако, при этом толщина ВКС, как и в основном расчете, увеличилась на 20 м, до глубины 50 м, из-за перемешивания, обусловленного как обрушением ветровых волн, так и сдвиговой неустойчивостью ветровых течений. Этот механизм хорошо известен и наиболее ярко проявляется на малых глубинах в ходе осеннего заглупления ВКС. Кроме того, после холодного вторжения сохранился ХПС с хорошо выраженной верхней границей (рис. 4б). В основном расчете ХПС к концу моделирования вырождается, с 27 января сливается с ВКС (рис. 4а). На рис. 4б хорошо виден небольшой суточный ход потока тепла между морем и атмос-

ферой: днем море нагревается за счет приходящей коротковолновой радиации, ночью — охлаждается за счет потока длинноволновой радиации.

Из рис. 4в видно, что в эксперименте 2 ($\tau = 0$) понижение температурыхватило верхний ВКС и было почти таким же значительным, как и в основном расчете, на $\sim 1^\circ\text{C}$. Но толщина ВКС уменьшилась только на 10 м, до глубины 40 м. В отличие от основного расчета, к концу моделирования сохранился остаточный слой более теплой воды между ВКС и ХПС. В эксперименте 2 ветровое перемешивание отсутствует, опускание нижней границы ВКС происходило только вследствие возникновения конвективной неустойчивости. Это видно на профилях частоты плавучести: в эксперименте 2 величина $N^2 < 0$ почти во всем ВКС. Для сравнения: в основном расчете большая часть ВКС стратифицирована нейтрально, отрицательные значения N^2 наблюдаются только непосредственно вблизи поверхности моря (не показано).

Чтобы подробнее рассмотреть, как изменялись особенности вертикального профиля температу-

ры моря в точке (32 в.д; 44.5 с.ш.), сравним профили до и после ВХВ в основном расчете и в экспериментах (рис. 5).

В основном расчете температура ВКС за 3 суток понизилась на 0.85°C (рис. 5а). Понижение температуры за счет теплоотдачи в атмосферу можно оценить как

$$\Delta T = \frac{\Delta t}{C_p \rho} \sum_{i=1}^{72} \frac{Q_i}{H_i}, \quad (3)$$

где $C_p \approx 4000 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$ — теплоемкость, $\rho \approx 1015 \text{ кг}/\text{м}^3$ — плотность морской воды, H — толщина ВКС, $\Delta t = 3600 \text{ с}$ (результаты моделирования выводились с шагом 1 час). Получим оценку величины $\approx -0.8^\circ\text{C}$, которая хорошо согласуется с фактической. Это подтверждает, что охлаждение ВКС было вызвано большими потоками тепла на поверхности.

В эксперименте 1, несмотря на отключение потоков явного и скрытого тепла, все-таки произошло небольшое понижение ТПМ на 0.2°C

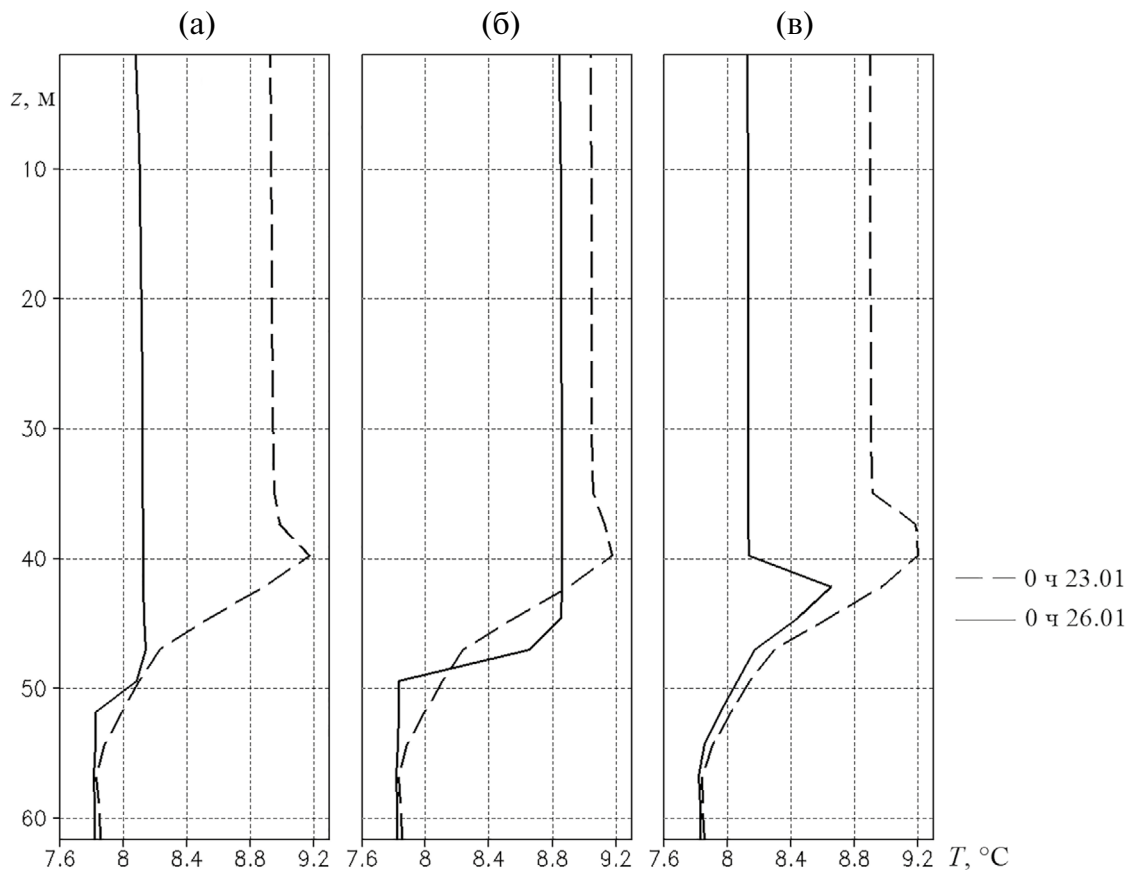


Рис. 5. Изменение вертикальных профилей температуры ($^\circ\text{C}$) за время холодного вторжения 23–25 января 2010 г. в точке (32 в.д; 44.5 с.ш.) для а) основного расчета, б) эксперимента 1, в) эксперимента 2.

(рис. 5б). Это связано, во-первых, с охлаждением моря за счет потока длинноволновой радиации. Оценка (3) дает $\Delta T \approx -0.1$ °C. Во-вторых, ветровое воздействие на поверхность моря привело к интенсивному вертикальному перемешиванию с вовлечением в ВКС холодной воды из-под термоклина. Известно, что при этом происходит перераспределение температуры по глубине: на верхних уровнях T уменьшается, на нижних — увеличивается за счет проникновения более теплой воды из ВКС, а в среднем изменение в слое ≈ 0 [Зацепин и др., 2008]. Действительно, как видно из рис. 5б, на глубинах ~ 45 м температура в этом эксперименте увеличилась почти на 0.5 °C. Среднее по глубине изменение температуры за 3 суток в слое $0-60$ м составило -0.1 °C, т.е. понижение T за счет потока длинноволновой радиации.

Для эксперимента 2 расчет по формуле (3) даст величину $\Delta T = -0.9$ °C. Как видно из рис. 5в, фак-

тическое понижение температуры было 0.8 °C. Вовлечение более теплой воды из остаточного слоя в ВКС отчасти скомпенсировало теплоотдачу в атмосферу.

Не приводя иллюстраций, укажем, что на профилях солёности видно следующее: солёность, в отличие от температуры, изменяется только за счет вертикального перемешивания, испарение с поверхности моря играет пренебрежимо малую роль. Поэтому в эксперименте 2 профили солёности практически не изменились, а в двух других расчетах солёность ВКС немного возросла.

4.3. Изменение коэффициента вертикального турбулентного обмена в экспериментах

Рассмотрим теперь, как изменились характеристики вертикального турбулентного перемешивания в численных экспериментах. На рис. 6 для той же точки, что и на рис. 4, 5 показано, как

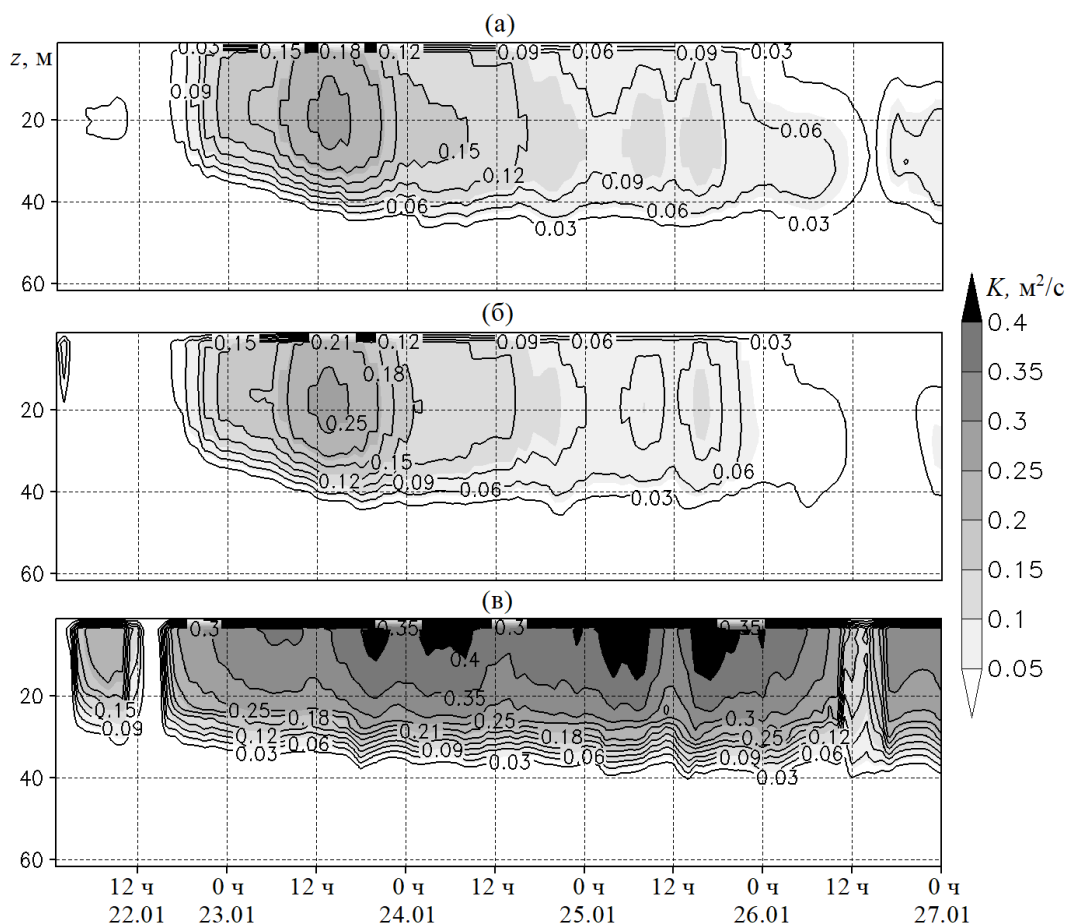


Рис. 6. Изменение коэффициента вертикального обмена импульсом ($\text{м}^2/\text{с}$) за время холодного вторжения 23–25 января 2010 г. в точке (32 в.д; 44.5 с.ш.) для а) основного расчета, б) эксперимента 1, в) эксперимента 2.

изменялся со временем коэффициент турбулентного обмена импульсом, K , в основном расчете и в экспериментах.

Как видно из рис. 6а,б, в основном расчете и эксперименте 1 распределения K различаются незначительно. В 12 ч 23 января скорость ветра в рассматриваемой точке достигла наибольшего значения за время вторжения и коэффициент турбулентной вязкости также достиг максимального значения в середине ВКС. В эксперименте 2 (рис. 6в) перемешивание сосредоточено в верхней половине ВКС, где коэффициент обмена достигает максимальных значений.

Чтобы определить причину, по которой так сильно изменилось распределение K в эксперименте 2, рассмотрим профили ТКЭ и скорости диссипации ТКЭ, из которых рассчитывается

коэффициент K (см. формула (1)), в той же точке, что на рис. 4–6, для момента времени, когда скорость ветра была максимальной.

На рис. 7а,б показаны профили величин коэффициента вязкости K и k . На рис. 7в для наглядности показана не величина ε , а масштаб турбулентных движений (масштаб турбулентности), l , который связан с k и ε соотношением $l = c \cdot k^2 \varepsilon^{-1}$, где c — некоторая константа. Профили показаны для основного расчета и эксперимента 2. Для эксперимента 1 профили этих величин практически не отличаются от основного расчета.

Как видно из рис. 7б, распределение ТКЭ с глубиной качественно одинаково во всех расчетах — наибольшие значения ТКЭ находятся вблизи поверхности моря. В эксперименте 2

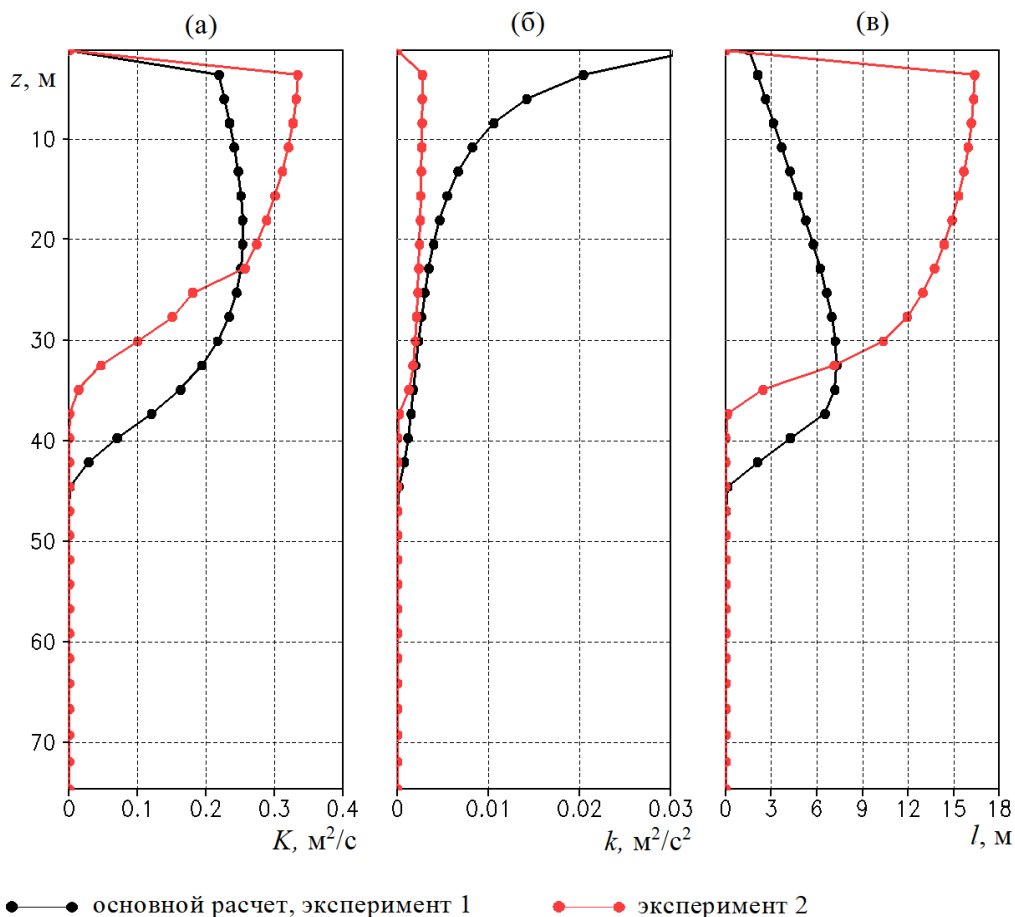


Рис. 7. Вертикальные профили величин: а) коэффициент обмена ($\text{м}^2/\text{с}$), б) ТКЭ ($\text{м}^2/\text{с}^2$), в) путь смешения (м) в точке (32 в.д.; 44.5 с.ш.) в 12 ч 23 января 2010 г. для основного расчета, эксперимента 1 и эксперимента 2. Для наглядности на рис. 7б величина ТКЭ для эксперимента 2 увеличена в 10 раз.

ТКЭ в целом на два порядка меньше. Из рис. 7в видно, что большие значения коэффициента K в эксперименте 2 (см. рис. 7а) вызваны большими значениями l . Увеличение масштаба турбулентности не только скомпенсировало уменьшение ТКЭ, но и привело к росту K на рис. 6в.

В основном расчете в верхней части ВКС ТКЭ с увеличением глубины z убывает $\sim z^\alpha$, где $\alpha < -1$, а масштаб турбулентности почти линейно растет. Это свидетельствует о том, что перемешивание происходит в основном за счет обрушения ветровых волн, и в уравнениях (2) слагаемые P и G малы по сравнению с D_k и D_ε [Umlauf et al., 2003; Canuto et al., 2001; Reffray et al., 2015]. Таким образом, для стационарного режима

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial k}{\partial z} \right) \approx \varepsilon$$

$$\text{и } \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) \approx c_3 \frac{\varepsilon^2}{k}. \text{ Отсюда можно вывести указанную выше зависимость } k \text{ и } l \text{ от глубины.}$$

Значения k и l на поверхности моря в модели *GLS* рассчитываются через напряжение трения ветра о водную поверхность и параметр, учитывающий возраст волн. В нижней части ВКС большие вихри не могут развиваться из-за близости пикноклина и масштаб l с глубиной убывает. Разумеется, при наличии приводного ветра в ВКС развивается также сдвиговая неустойчивость, вызванная наличием ветрового течения на поверхности моря.

В эксперименте 2 приводный ветер отключен, слагаемое P в уравнениях (2) пренебрежимо мало и величина ТКЭ на поверхности моря приближается к 0. Известно, что в случае сильной конвективной неустойчивости в (2) можно пренебречь также слагаемыми D_k , D_ε и для стационарного случая получить простую связь между ε и k : $\varepsilon \sim k \sqrt{N^2}$ [Canuto et al., 2001]. Однако в нашем случае (рис. 7в) такая связь не наблюдается.

Это говорит о том, что слагаемыми D_k , D_ε , т.е. вертикальным турбулентным переносом, пренебречь нельзя и для стационарного режима баланс имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial k}{\partial z} \right) + G \approx \varepsilon \text{ и } \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + c_2 \frac{\varepsilon}{k} G \approx c_3 \frac{\varepsilon^2}{k}.$$

В этом эксперименте с отключенным приводным ветром и достаточно интенсивной теплопотерей с поверхности источник конвективной неустойчивости и максимум турбулентной кинетической энергии находится вблизи поверхности моря.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Случаи вторжения холодного воздуха через северную и северо-восточную границу Черного моря в осенне-зимний период, обычно сопровождающиеся повышенными скоростями ветра и пониженными значениями температуры, можно отнести к экстремальным метеорологическим явлениям, требующим дальнейших исследований. Для их изучения были привлечены новые массивы данных реанализа и совместная численная модель, воспроизводящая процессы взаимодействия в системе море-атмосфера.

Экстремальные вторжения холодного воздуха в атмосферу Черного моря относятся к сравнительно редким явлениям. При этом хорошо прослеживается быстрая реакция температурного режима верхнего слоя моря на такие возмущения: с запаздыванием до 1–2 суток понижения температуры прослеживаются вплоть до глубины 70–80 м. Случаям понижения температуры до больших глубин обычно предшествует исчезновение в ходе сезонного зимнего выхолаживания слоя ХПС, что характерно для февраля — последнего зимнего месяца.

Можно отметить, что связь ХПС в Черном море с выхолаживанием с запаздыванием 2–3 месяца отмечалась и ранее, но только относилась к реакции на сезонных временных масштабах [Stanev et al., 2019]. Развитие ХПС связывалось с более интенсивным предшествующим осенне-зимним охлаждением моря, а время жизни сформировавшегося ХПС составляло до 2–3 лет. В нашем случае по данным реанализа температуры Copernicus выделена быстрая реакция моря на интенсивное ветровое воздействие. Полученные в статье совместные распределения величин изменения температуры воды на эпизоды резкого увеличения скорости ветра составляет менее суток.

Эксперименты по чувствительности позволили выделить физические механизмы, ответственные за глубоководное охлаждение. Показано, что в основном расчете конвекция не является главным механизмом, отвечающим за проникновение охлаждения в пикноклин, хотя явление конвекции в заключительной фазе сезонного зимнего охлаждения при малых скоростях ветра, т.е. слабого механического перемешивания мо-

жет развиваться. Это воспроизводится в численной модели, но как механизм, описывающий охлаждение во всей толще верхнего слоя во время вторжений холодного воздуха в акваторию Черного моря, он не является основным.

Были проведены два численных эксперимента с совместной моделью море-атмосфера, в которых ослабили атмосферное воздействие на верхний слой моря. Было исследовано два предельных случая развития турбулентности: в отсутствии потоков явного и скрытого тепла от поверхности моря (эксперимент 1) и при наличии конвективной неустойчивости как единственного источника ТКЭ (эксперимент 2).

Определяющими физическими механизмами для случаев холодных вторжений, параметризованными в модели NEMO, являются обрушение ветровых волн и сдвиговая неустойчивость ветровых течений, приводящие к большим величинам коэффициентов турбулентного обмена. Это объясняет достаточно большие глубины проникновения отрицательных аномалий поверхностной температуры на масштабах менее суток.

В обоих экспериментах возрастание коэффициентов обмена совпадало с возрастанием приводной скорости ветра. При этом основную роль в понижении ТПМ сыграло именно охлаждение поверхности моря за счет потоков тепла. В эксперименте 1 понижение ТПМ было незначительным и произошло в основном из-за вовлечения более холодной воды из ХПС через нижнюю границу глубокого ВКС. В эксперименте 2 понижение ТПМ было почти таким же, как и в основном расчете.

Показано, что отключение τ изменило характер турбулентного перемешивания в ВКС — чтобы компенсировать значительное уменьшение интенсивности вихрей и обеспечить тот же вертикальный поток тепла, что и в основном расчете, увеличился вертикальный масштаб вихрей.

Работа выполнена в рамках проекта FNNN-2024-0014 Фундаментальные исследования процессов взаимодействия в системе океан-атмосфера, формирующих изменчивость физического состояния морской среды на различных пространственно-временных масштабах (шифр: взаимодействие океана и атмосферы).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Баянкина Т.М., Сизов А.А., Юровский А.В. О роли холодных вторжений в формировании аномалии зимней поверхностной температуры Черного моря // Процессы в геосредах. 2017. № 3. С. 565–572.
- Ефимов В.В., Яровая Д.А. Численное моделирование конвекции в атмосфере при вторжении холодного воздуха над Черным морем // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50, № 6. С. 692–703. doi: 10.7868/S0002351514060078
- Ефимов В.В., Яровая Д.А. Численное моделирование реакции Черного моря на вторжение аномально холодного воздуха 23–25 января 2010 года // Морской гидрофизический журнал. 2024. Т. 40. № 1. С. 130–145.
- Зацепин А.Г. и др. Формирование прибрежного течения в Черном море из-за пространственно-неоднородного ветрового воздействия на верхний квазиоднородный слой // Океанология. 2008. Т. 48. № 2. С. 176–192.
- Кортаев Г.К., Кныш В.В., Кубряков А.И. Исследование процессов формирования холодного промежуточного слоя по результатам реанализа гидрофизических полей Черного моря за 1971–1993 гг. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 1. С. 41–56. doi:10.7868/S0002351513060102
- Куклев С.Б., Зацепин А.Г., Подымов О.И. Формирование холодного промежуточного слоя в шельфово-склоновой зоне северо-восточной части Черного моря // Океанологические исследования. 2019. Т. 47. № 3. С. 58–71. doi:10.29006/1564–2291.JOR–2019.47(3).5
- Овчинников И.М., Попов Ю.И. Формирование холодного промежуточного слоя в Черном море // Океанология. 1987. Т. 27. № 5. С. 739–746.
- Пиотух В.Б., Зацепин А.Г., Казьмин А.С., Якубенко В.Г. Реакция термохалинных характеристик деятельного слоя Черного моря на зимнее выхолаживание // Океанология. 2011. Т. 51, № 2. С. 232–241.
- Сизов А.А., Баянкина Т.М. Особенность формирования температуры верхнего слоя Черного моря во время холодного вторжения // Доклады академии наук. 2019. Т. 487. № 4. С. 443–447.
- Яровая Д.А., Ефимов В.В. Воздействие Новороссийской боры на верхний слой Черного моря // Метеорология и гидрология. 2024 (в печати).
- Canuto V.M., Cheng Y., Dubovikov M.S. Ocean Turbulence. Part I: One-Point Closure Model – Momentum and Heat Vertical Diffusivities // Journal of Physical Oceanography, 2001, V. 31, 1413–1426.

- Hong S.-Y., Noh W.G., Dudhia J.A.* A new vertical diffusion package with an explicit treatment of entrainment processes // *Mon. Wea. Rev.* 2006. V. 134. P. 2318 – 2341.
- Madec G. et al.* NEMO ocean engine // *Notes du Pole de Modelisation* 27, Inst. Pierre-Simon Laplace, Paris, France. 2008.
- Miladinova S., Stips A., Garcia-Gorritz E., Macías D.* Formation and changes of the black sea cold intermediate layer // *Progress in Oceanography*. 2018. V. 167. P. 11–23. doi:10.1016/j.pocean.2018.07.002
- Reffray G., Bourdalle-Badie R., Calone C.* Modelling turbulent vertical mixing sensitivity using a 1-D version of NEMO // *Geosci. Model Dev.* 2015. V. 8. P. 69–86.
- Samson G. et al.* The NOW regional coupled model: Application to the tropical Indian Ocean climate and tropical cyclone activity // *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. 2014. V. 6. P. 1–23.
- Skamarock W.C. et al.* A description of the Advanced Research WRF version 3 // *NCAR Technical Note*. 2008.
- Stanev E.V., Peneva E., Chtirkova B.* Climate change and regional ocean water mass disappearance: case of the Black Sea // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2019. V. 124, iss. 7. P. 4803–4819. doi:10.1029/2019JC015076
- Valcke S.* The OASIS3 coupler: a European climate modelling community software // *Geosci. Model Dev.* 2013. V. 6, iss. 2. P. 373–388.
- Umlauf L., Burchard H.* A generic length-scale equation for geophysical turbulence models // *Journal of Marine Research*, 2003, 61, 235–265.
- https://resources.marine.copernicus.eu/product-detail/GLOBAL_MULTIYEAR_PHY_001_030/INFORMATION

DEEP PENETRATING COOLING IN THE BLACK SEA AS A REACTION TO COLD AIR INTRUSIONS IN WINTER

V. V. Efimov, D. A. Yarovaya*, O. I. Komarovskaya

*Federal State Budget Scientific Institution «Marine Hydrophysical Institute of RAS»,
ul. Kapitanskaya, 2, Sevastopol, 299011, Russian Federation*

**e-mail: darik777@mhi-ras.ru*

We study the reaction of the Black Sea upper layer, and in particular the cold intermediate layer (CIL), to intense wind forcing during cold air intrusions (CAIs) in winter. Using atmospheric reanalysis ERA5 and marine reanalysis Copernicus, we obtained joint distributions of surface wind speed and water temperature differences at various depths for the period of 2000–2020. It is shown that reaction time of the sea upper layer to such extreme weather event as CAI is about 2 days. Also, it is shown that CAI influence extends to great depths, up to 60–70 m. Using coupled mesoscale sea-atmosphere model, we investigated the cooling mechanisms of the sea upper layer during the CAI case in January, 23–25, 2010. Two sensitivity experiments with suppressed air-sea interaction were performed. In the first experiment, sensible and latent heat fluxes from the sea surface were switched off. In the second experiment, wind shear stress at the sea surface was switched off. It is shown that the main reason for temperature decrease in the upper mixed layer was sea surface cooling due to sensible and latent heat fluxes. And the mechanism of deep cooling, that penetrates to the pycnocline, was vertical turbulent mixing caused by wind waves breaking and shear instability. In the first experiment, temperature decrease was insignificant; it was caused mainly by the entrainment of cold water from the CIL through the lower boundary of the mixed layer. In the second experiment, temperature decrease was as significant as in the control run. It is shown that after switching off wind shear stress in the second experiment turbulent mixing in the upper quasi-homogeneous layer of the sea changed fundamentally. In order to compensate the decrease of turbulence intensity and provide the same vertical heat flux as in the control run, the spatial vertical scale of turbulent eddies increased.

Keywords: cold air intrusion, extreme cooling, coupled modelling sea-atmosphere, NOW, Black Sea, reanalysis Copernicus

УДК 551.46

ИЗМЕНЧИВОСТЬ КУПОЛА ТЕМПЕРАТУРЫ ГЛУБИННОЙ ВОДЫ МОРЯ УЭДДЕЛЛА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ЦИКЛОНИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВЕТРА

© 2024 г. Е. Г. Морозов^{a, *}, В. В. Багатинская^{b, c, d},
В. А. Багатинский^{a, b, c, d}, Н. А. Дианский^{b, c, d}

^aИнститут океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Нахимовский пр., 36, 117218, Москва, Россия,

^bМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет,
ул. Ленинские Горы 1, 119991, Москва, Россия

^cГосударственный океанографический институт им. Н.Н. Зубова, ул. Кропоткинская, 6, 119034, Москва, Россия

^dИнститут вычислительной математики им. Г.И. Марчука, ул. Губкина, 8, 119333, Москва, Россия

*e-mail: egmorozov@mail.ru

Поступила в редакцию 10.04.2024 г.

После доработки 15.06.2024 г.

Принята к публикации 10.07.2024 г.

Изучена изменчивость положения купола глубинной воды моря Уэдделла по данным EN4 по температуре и солёности для среднемесячных февральских и августовских условий в 1993–2012 гг. в зависимости от напряжения трения ветра, рассчитанного по данным JRA55-do. Сам купол рассматривается в районе 60–67° S и 10–25° W. Диапазон потенциальных температур в слое глубинной воды моря Уэдделла 0.02–0.2°С. Наблюдаемый среднефевральский с 1993 по 2012 гг. купол изотерм и изопикн формируется как следствие интенсификации термохалинной циркуляции в целом, так и ветровой циркуляции вод в море Уэдделла. Под воздействием сезонной изменчивости циклонического характера и интенсивности ветрового поля изотермы испытывают периодический подъем и опускание. Вытекание глубинной воды моря Уэдделла в основном происходит через Оркнейский проход с глубиной поперечного хребта около 3600 м. В зависимости от поднятия или опускания изотерм в районе этого прохода в море Скоша поступают более теплые или более холодные Антарктические донные воды.

Ключевые слова: море Уэдделла, глубинная вода, донная вода, сезонная изменчивость, численная модель

DOI: 10.31857/S0002351524050093 **EDN:** HXQTNC

1. ВВЕДЕНИЕ: ОСОБЕННОСТИ ЦИРКУЛЯЦИИ ВОД В АТЛАНТИЧЕСКОМ СЕКТОРЕ ЮЖНОГО ОКЕАНА

Воды Южного океана подразделяются на поверхностные, промежуточные, глубинные и донные [Антипов и Клепиков, 2003]. В поверхностных водах выделяют следующие водные массы: Антарктические шельфовые воды (АШВ), Антарктические поверхностные воды (АПВ) и Субантарктические поверхностные воды (САПВ); в промежуточных и глубинных слоях выделяют: Антарктические промежуточные воды (АПрВ), Циркумполярные глубинные воды (ЦГВ) и Антаркти-

ческие донные воды (ААДВ) [Wüst, 1936; Deacon, 1937; Lynn and Reid, 1968; Mantyla and Reid, 1983; Morozov et al., 2021].

Именно ЦГВ занимает основной объем вод Южного океана и распространяется с запада на восток Антарктическим циркумполярным течением (АЦТ), в отличие от подстилающей ее и образующей абиссальный слой большей части Мирового океана ААДВ [Wüst, 1936; Deacon G.E.R., 1937; Lynn and Reid, 1968; Mantyla and Reid, 1983]. Следует отметить, что в процессе охлаждения и опреснения ЦГВ в высоких широтах Южного океана происходит не только формирование ААДВ, но и обновление самой ЦГВ [Morozov et al., 2021].

Так же, как и для ААДВ, процесс обновления ЦГВ происходит не по всему периметру Антарктиды, а локализуется всего в нескольких районах Антарктики, в частности, в море Уэдделла. В свою очередь, ЦГВ разделяют на верхние Циркумполярные глубинные воды (ВЦГВ), характеризующиеся низким содержанием растворенного кислорода и относительно высокой концентрацией фосфатов и нитратов, и нижние Циркумполярные глубинные воды (НЦГВ), имеющую самую высокую в Южном океане соленость.

Автор работы [Sverdup, 1933], анализируя минимумы и максимумы солености, пришел к выводу об опрокидывающейся циркуляции (overturning circulation) в Южном океане, схематично показанной на рис. 1 [Speer et al., 2000; Rintoul et al., 2001]. Согласно [Speer et al., 2000] верхняя ячейка севернее 70°S формируется главным образом за счет Экмановского переноса на север под воздействием сильных западных ветров, образуя антициклонический круговорот, охватывающий водные массы АПрВ и ВЦГВ. Южнее 70°S образуется циклонический круговорот, охватывающий Североатлантические глубинные воды

(САГВ), НЦГВ и ААДВ за счет вихревого переноса на юг в слое ВЦГВ и потери плавучести из-за поверхностного выхолаживания, формирующего более плотные воды ААДВ вблизи Антарктического континента. Самые плотные и холодные воды ААДВ распространяются вдоль дна к экватору. Эта картина, по крайней мере частично, обусловлена ветровым напряжением, действующим на поверхность моря: к югу от максимальных западных ветров (которые обычно находятся вблизи АЦТ), где происходит дивергенция Экмановского переноса и глубинные воды поднимаются в верхние слои. К северу от максимума западного ветра (60°S) Экмановский перенос является конвергентным, образуя так называемую Экмановскую накачку и подъем вод, а южнее 60°S поверхностные воды опускаются вглубь океана [Speer et al., 2000; Rintoul et al., 2001].

Водные массы в верхнем $\sim 300\text{-м}$ слое океана, перемещаемые из Южного океана в более низкие широты в рамках структуры меридиональной опрокидывающейся циркуляции (рис. 1), отвечают за обновление вод в промежуточных и абиссальных глубинах океанов южного полушария.

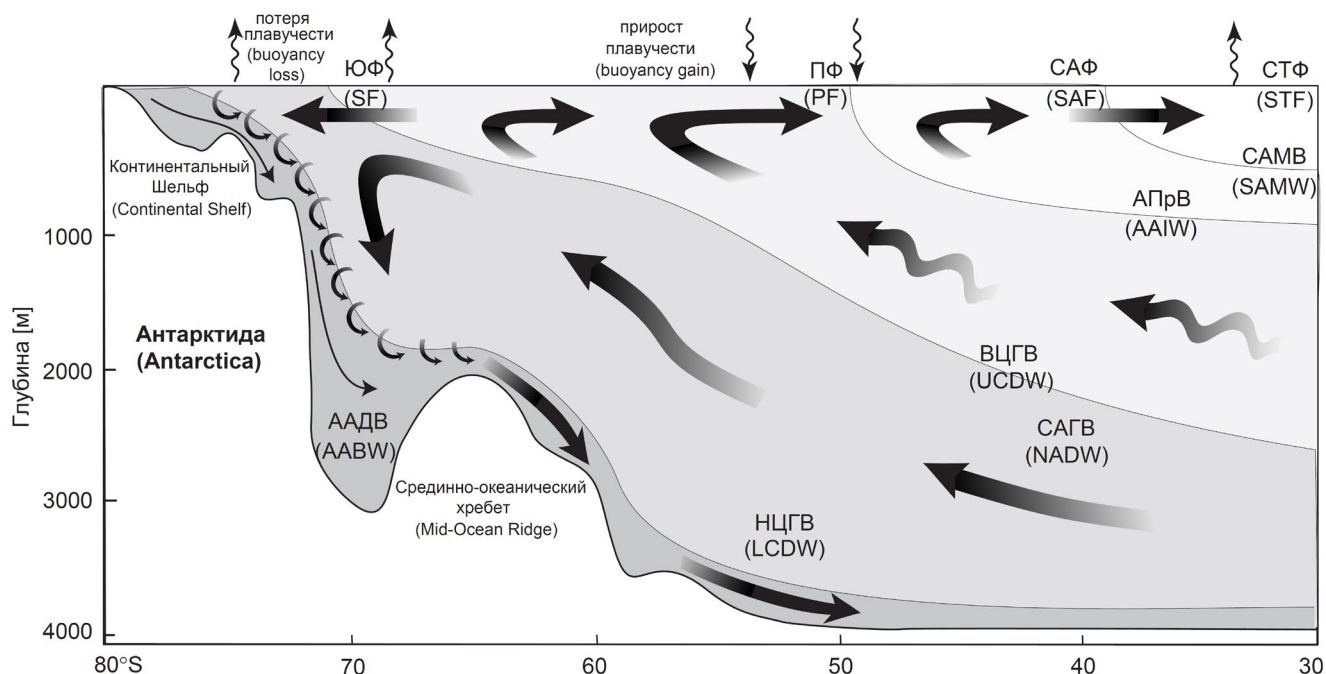


Рис. 1. Схематический вид меридиональной опрокидывающейся циркуляции и распределение водных масс в Южном океане согласно [Speer et al., 2000; Rintoul et al., 2001]. ПФ — Полярный фронт (PF); САФ — Субантарктический фронт (SAF); STF — Субтропический фронт (STF); АПрВ — Антарктические промежуточные воды (AAIW); ВЦГВ — Верхние циркумполярные глубинные воды (UCDW); НЦГВ — нижние циркумполярные глубинные воды (LCDW); САГВ — Североатлантические глубинные воды (NADW); ААДВ — Антарктические донные воды (AABW); САПВ — Субантарктические модальные воды (SAMW).

Именно эта меридиональная структура циркуляции отвечает за то, что во всей Атлантике севернее 60°S океанический меридиональный перенос тепла направлен на север, тогда как в Тихом океане он осуществляется к северу и югу от Экватора.

Трехструйная структура АЦТ (рис. 2) была описана в работах [Антипов и Клепиков, 2003; Orsi et al., 1995]. Эти струи были идентифицированы по данным океанографических станций. Когда в последнее десятилетие двадцатого века в науку об океане была введена спутниковая альтиметрия, появился ряд работ, основанных на спутниковых данных, показывающих более сложную структуру АЦТ. Так в [Sokolov and Rintoul, 2009] авторы показали, что три струи АЦТ — это среднее основное климатическое состояние, в то время как за более короткие периоды Субантарктический фронт (САФ) АЦТ и Полярный фронт (ПФ) АЦТ делятся еще на три струи каждая, а Южный фронт (ЮФ) АЦТ на две струи, а также одна струя на южной границе АЦТ, т.е. всего 9 струй. В работе [Тараканов и Гриценко, 2018] показано, что структура АЦТ включает в себя 12 одновременно существующих струй.

Если рассматривать более общую картину, то крупномасштабная динамика вод антарктической зоны Южного океана характеризуется наличием замкнутой циклонической активности (рис. 2). Наиболее известными круговоротами являются круговороты Уэдделла [Ryan et al., 2016] (рис. 2) и Росса, расположенные к югу от АЦТ [Deacon, 1937; Клепиков, 1963; Гурецкий и др., 1997; Reid et al., 1986]. В их формировании основную роль играют напряжение ветра, топография дна и конфигурация береговой линии. Из-за топографии дна воды поворачивают к югу от южной периферии АЦТ, вследствие чего формируются восточные периферии отмеченных выше круговоротов, обеспечивающие поступление более теплых и соленых ЦГВ к материковому склону Антарктиды. ЦГВ, поступающая с восточными ветвями круговоротов, вблизи бровки континентального шельфа Антарктиды, над материковым склоном смешивается с АПВ и АШВ, которые являются самыми плотными водами в Южном полушарии [Morozov et al., 2021]. В результате смешения этих вод образуется водная масса, которая достигает абиссальных глубин, что дает начало формированию ААДВ

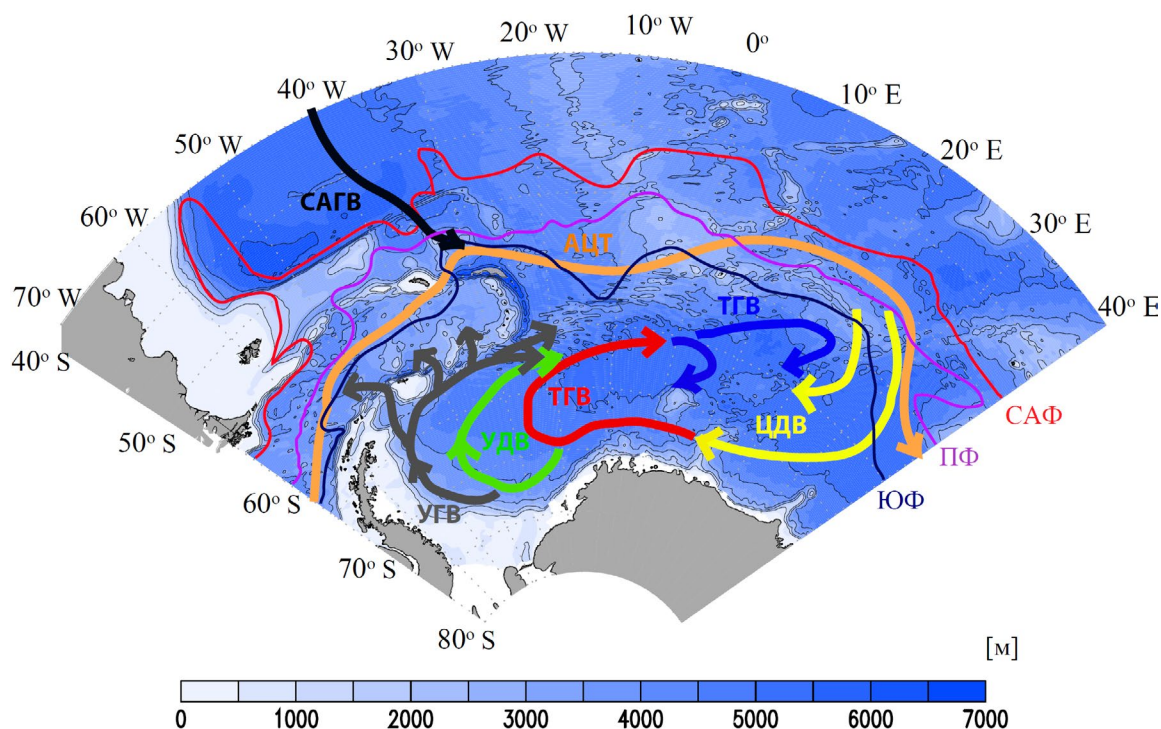


Рис. 2. Схема основных течений, фронтов САФ, ПФ, ЮФ АЦТ и круговоротов в Южном океане и море Уэдделла, основываясь на [Ryan et al., 2016], на фоне батиметрии дна GEBCO. АЦТ — Антарктическое циркумполярное течение, САГВ — Североатлантические глубинные воды, УГВ — глубинные воды моря Уэдделла, УДВ — донные воды моря Уэдделла, ТГВ — теплые глубинные воды, ЦДВ — циркумполярные донные воды.

[Foster and Carmack, 1976; Baines and Condie, 1998]. Район активного взаимодействия поверхностных и глубинных вод, характеризующийся заметными горизонтальными градиентами океанологических параметров в направлении перпендикулярном берегу, принято именовать Антарктическим склоновым фронтом [Jacobs, 1991].

Более 60% ААДВ образуется в море Уэдделла [Orsi et al., 1999], что делает его ключевым регионом для глубокой и холодной ветви глобальной термохалинной циркуляции (ТХЦ), формирующую структуру меридиональной опрокидывающейся циркуляции. Объемный поток ААДВ из Южного океана на север оценивается [Stommel and Arons, 1960; Gill, 1973] примерно в 20 Св ($1 \text{ Св} = 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$) с учетом переноса вышележащих водных масс. Важными компонентами и так называемыми предшественниками ААДВ являются глубинные и донные воды моря Уэдделла (УГВ и УДВ) на южной и западной окраинах моря Уэдделла. УГВ и УДВ образуются в результате взаимодействия более теплых средне-глубинных и поверхностных водных масс с различными типами шельфовых вод [Foster and Carmack, 1976; Gill, 1973; Foldvik et al., 1985]. Перенос УДВ западным пограничным течением круговорота Уэдделла колеблется от 1 до 4 Св. Отток зависит от сезонности с минимальными температурами и максимальными скоростями в начале августа [Fahrbach et al., 1995]. Усиленная вентиляция обусловлена закачкой относительно пресной шельфовой воды, обнаруженной вблизи северной оконечности Антарктического полуострова [Gordon et al., 2001]. Донные воды моря Уэдделла слишком плотные, чтобы вытекать непосредственно из моря Уэдделла. Вытекающая донная вода является смесью с УГВ. В УГВ могут также входить недавно вентилируемые УГВ из восточного сектора Индийского океана [Meredith et al., 2000].

Море Скоша является наиболее прямым путем для движения УГВ на север и вносит свой вклад в глобальную опрокидывающую циркуляцию [Locarnini et al., 1993]. УГВ может проникать в море Скоша через глубокие разломы в хребте Саут-Скоша (South Scotia Ridge), из которых Оркнейский проход (Orkney Passage) глубиной 3600 м является самым глубоким [Gordon et al., 2001; Naveira Garabato, 2002a], или через проходы в южной части Сандвичевых островов [Naveira-Garabato et al., 2002a,b; Meredith et al., 2001a,b].

Направленный на север поток глубинных вод в Оркнейском проходе вытекает из моря Уэдделла [Gordon et al., 2001].

В литературе описан ряд исследований изменчивости глубинных и донных вод в море Уэдделла [Schröder and Fahrbach, 1999; Fahrbach et al., 2004; Silvano et al., 2023], однако отсутствие четко определенных тенденций в свойствах УГВ привлекло внимание к процессам, которые могли бы контролировать характеристики этих вод при вытекании из моря Уэдделла. Основываясь на гидрографических данных моря Скоша авторы работ [Meredith et al., 2001a,b, 2008] предположили, что изменения в циклонической активности над круговоротом Уэдделла могут повлиять на крутизну изопикнических поверхностей в северной части моря Уэдделла и, следовательно, на температуру самой холодной воды, которая пересекает хребет Саут-Скоша. Авторы статьи [Jullion et al., 2014] использовали более полный набор данных и обнаружили удивительно короткую задержку (лаг) в несколько месяцев между изменениями напряжения ветра в круговороте Уэдделла и температурами выносимых УГВ. Если бы такие процессы были актуальны в десятилетнем масштабе времени, наблюдаемое усиление ветров над Южным океаном [Thompson and Solomon et al., 2002] могло бы быть вероятной причиной потепления ААДВ в Атлантике [Zenk and Morozov, 2007; Campos et al., 2021] из-за того, что самые холодные УГВ не смогли бы пересечь хребет Саут-Скоша [Meredith et al., 2008].

Авторы [Meredith et al., 2001ab, 2008] выдвинули гипотезу о том, что воздействие циклонической активности на протяженность круговорота Уэдделла может контролировать вынос УГВ на север через хребет Саут-Скоша. Однако важно отметить, что классическая бароклинная регуляция течений АЦТ [Diansky et al., 2022] по всему кругу характеризуется временными масштабами в десятилетия [Anderson and Gill, 1975], что приводит к значительно более длительному времени отклика. Таким образом, на любые сравнительно медленные изменения оттока из-за изменений циклонической активности будут накладываться более быстрые (и потенциально более масштабные) изменения из-за баротропных процессов и процессов Экмана вблизи самого оттока. Поэтому, изучение циклонической активности, обеспечивающей поступление ЦГВ в высокие широты, крайне важно.

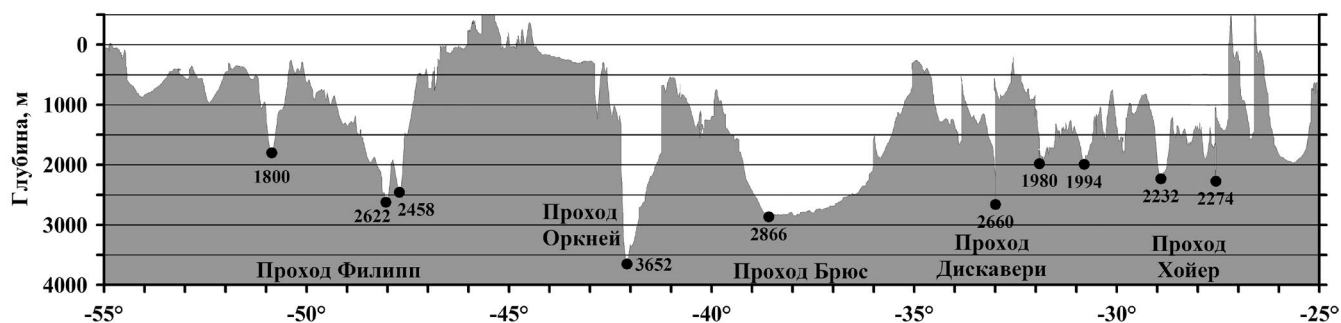


Рис. 3. Профиль глубин и высот вдоль гребня хребта Саут-Скоша (South Scotia Ridge) [Morozov et al., 2021].

Антарктические донные воды вытекают на север из моря Уэдделла в море Скоша через несколько проходов в подводном хребте Саут-Скоша (рис. 3) [Morozov et al., 2021]. По данным работы [Naveira Garabato, 2002b], поток ААДВ, образованной в море Уэдделла оценивается как 9.7 ± 3.7 Св. Перенос УГВ через хребет Саут-Скоша оценен как 6.7 ± 1.7 Св. Основная часть ААДВ вытекает на север из моря Уэдделла через самый глубокий (более 3600 м) Оркнейский проход. Потенциальная температура вытекающей воды около -0.54°C [Naveira Garabato, 2002b; Morozov et al., 2022].

Поступление ААДВ из моря Уэдделла изменчиво, но постоянно по направлению. В работе [Gordon et al., 2010] описан сезонный цикл придонных температур с потоком холодных вод в мае/июне и более теплых в октябре/ноябре, но время этих фаз каждый год меняется. Наиболее холодная придонная вода обнаружена в 1999 г. и 2002 г., тогда как в 2000 г. холодной фазы не было [Gordon et al., 2010] (рис. 4). На основании скоростей течений и характеристик водных масс сделан вывод, что импульсы холодных и теплых фаз исходят из юго-западной части моря Уэдделла. Сезонные колебания свойств донных вод моря Уэдделла определяются, главным образом, сезонным циклом ветров над западной окраиной моря Уэдделла. Межгодовые колебания связаны с изменчивостью характера циклонического ветрового поля над морем Уэдделла и, следовательно, с крупномасштабными климатическими явлениями.

В работе [Abrahamsen et al., 2019] на основании наблюдений в море Скоша показано, что с 2014 г. прекратилось уменьшение потока ААДВ и, следовательно, произошло уменьшение вклада в меридиональную циркуляцию в Атлантическом океане. Наиболее сильное снижение объема са-

мых плотных слоев в потоке ААДВ наблюдалось с начала 1990-х по 2014 г.; с тех пор ситуация стабилизировалась и частично восстановилась.

Изменчивость температуры ААДВ в Аргентинской котловине определяется разной температурой воды, которая вытекает через Оркнейский проход [Morozov et al., 2021]. Приведем интерпретацию перетока ААДВ из моря Уэдделла в море Скоша, предложенную в [Coles et al., 1996; Meredith et al., 2008]. Вариации интенсивности атмосферного форсинга на круговорот вод моря Уэдделла влияют на вынос глубинных вод моря Уэдделла через хребет Саут-Скоша. Самая холодная и плотная вода вытекает через Оркнейский проход на глубине около 3600 м. Изопикнические поверхности в море Уэдделла становятся либо более крутыми, либо более пологими под воздействием интенсивности циклонического круговорота вод, вызванного изменчивостью циклонической активности, что приводит к изменениям плотности самой глубокой части глу-

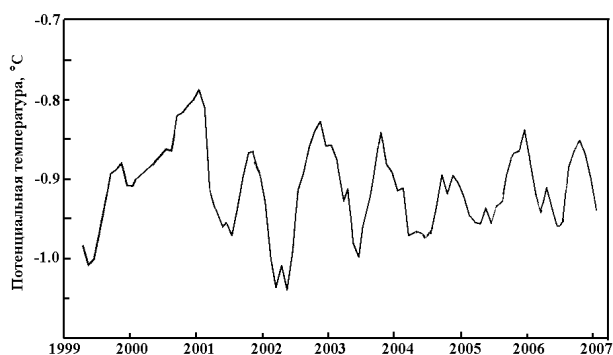


Рис. 4. Изменчивость потенциальной температуры ($^\circ\text{C}$) за 8-летний период с 1999 по 2007 гг. по измерениям около дна на буе ($63^\circ 32'$ ю.ш., $41^\circ 47'$ з.д., 4560 м) перед вытеканием донной воды через Оркнейский проход (Orkney Passage) из моря Уэдделла в море Скоша согласно [Gordon et al., 2010].

бинной воды моря Уэдделла, выносимой через хребет Саут-Скоша в море Скоша через Оркнейский проход. Куполообразные изотермические и изопикнические поверхности в районе 60° – 67° S и 10° – 25° W в диапазоне потенциальных температур (0.02 – 0.2°C) для простоты будем далее называть куполом глубинной воды моря Уэдделла. Эта изменчивость вытекающей воды происходит из-за того, что верхняя граница купола глубинной воды моря Уэдделла близка к глубине Оркнейского прохода. Более интенсивный круговорот Уэдделла в период сильных ветров заглубляет верхнюю границу холодной воды к югу от хребта Саут-Скоша и более плотная (более холодная) часть глубинной воды моря Уэдделла уже не может вытекать через Оркнейский проход глубиной 3600 м. Поэтому на север вытекает менее холодная вода. При ослаблении ветра верхняя граница купола глубинной воды моря Уэдделла поднимается, и более холодная вода может вытекать на север в море Скоша. Объемы более холодной или более теплой воды, прошедшие через море Скоша и Южно-Сандвичев желоб (South Sandwich Trench), циркулируют в Аргентинской котловине в зависимости от температуры воды, вытекающей из моря Уэдделла. Схема изопикн в море Уэдделла и разрез потенциальной температуры и плотности поперек моря Уэдделла по данным разреза A23 (1995 г., рис. 5) показаны на рис. 6 из [Morozov et al., 2021]. Показаны два типа изопикн: при «нормальном» глубоководном формировании при умеренном ветровом воздействии (пунктирные линии) и при сильном воздействии, приводящем к раскрутке вращения и конвекции в середине круговорота Уэдделла (сплошные линии).

Таким образом, интенсивность перетока ААДВ из моря Уэдделла в море Скоша, зависит от условий формирования купола глубинной воды моря Уэдделла, в свою очередь зависящих от условий ветрового воздействия на циркуляцию вод этого моря. Поэтому целью настоящей статьи является исследование формирования сезонной и межгодовой изменчивости купола глубинной воды моря Уэдделла, вызванного в основном изменчивостью циклонической активности, на основе комплексного подхода, объединяющего анализ данных наблюдений и численное моделирование циркуляции вод Южного океана.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Используемая модель океана

Для восстановления циркуляции Южного океана использовалась глобальная модель общей циркуляции океана (МОЦО) INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean Model), разработанная в Институте вычислительной математики им. Г. И. Марчука Российской академии наук (ИВМ РАН).

INMOM уже на протяжении более чем двух десятилетий используется в качестве океанического блока российской модели земной системы (МЗС) INMCM (Institute of Numerical Mathematic Climate Model) различных версий [Дианский и Володин, 2002; Дианский и др., 2006; Володин и др., 2010, 2013, 2018]. МЗС INMCM различных версий участвовала в 4-м, 5-м 6-м международном проекте по расчетам и прогнозам климатических изменений CMIP (Coupled Model Intercomparison Project, <http://cmip-pcmdi.llnl.gov>), результаты которых

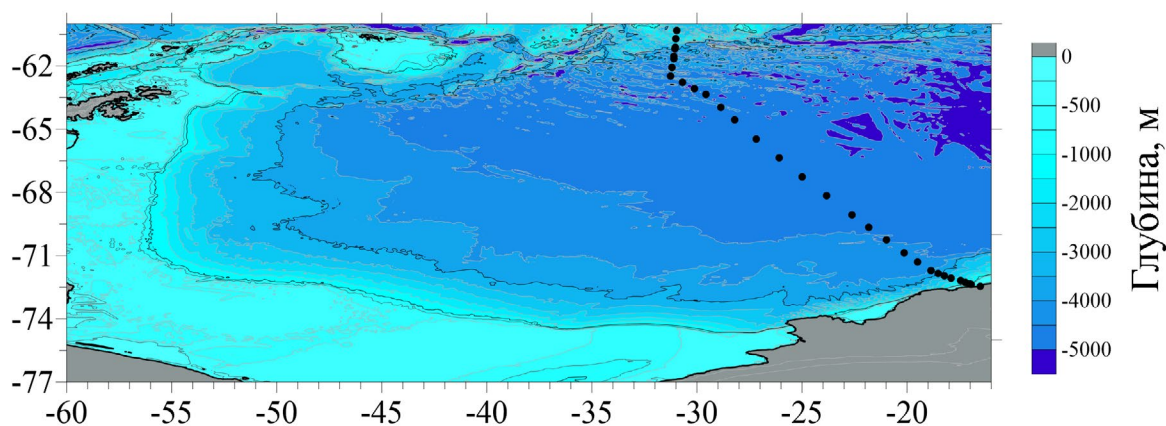


Рис. 5. Положение станций разреза A23 в море Уэдделла в 1995 г.; экспедиция на судне James Clark Ross, рейс 10, март–апрель 1995 г.

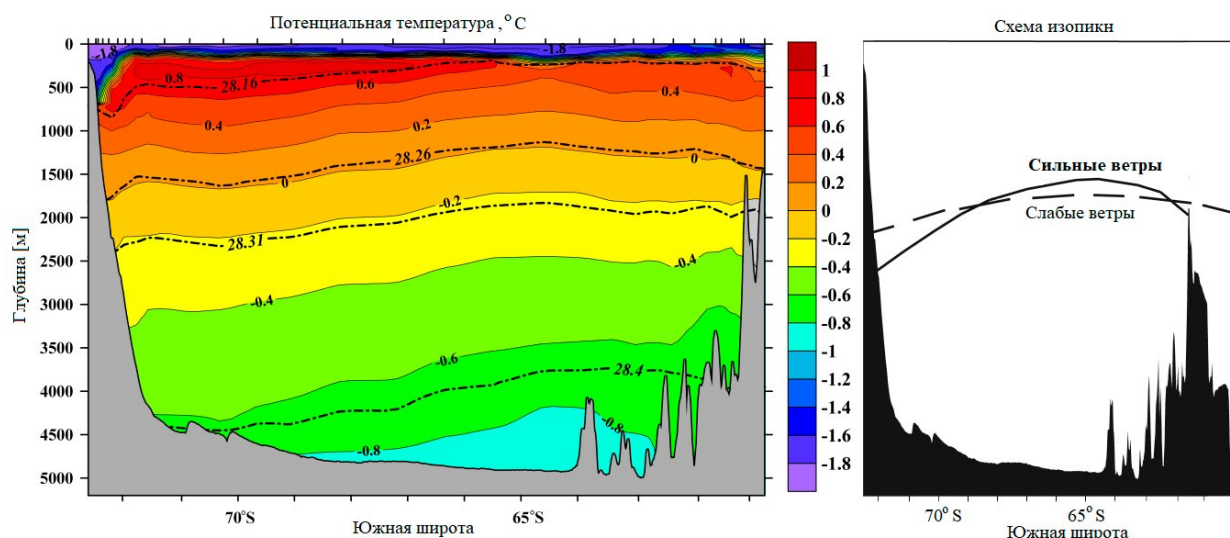


Рис. 6. Вертикальный разрез потенциальной температуры (°C) и нейтральной плотности в море Уэдделла (левая панель) и схема изопикн в море Уэдделла (правая панель). Разрез построен по данным измерений на разрезе A23 (южная часть) в марте и апреле 1995 г. [Morozov et al., 2021].

вошли, соответственно, в AR-4, AR-5 и AR-6 оценочные доклады Межправительственной группы экспертов по изменению климата (МГЭИК) (см., например, [Stocker et al., 2013; Masson-Delmotte et al., 2021]). Кроме того, глобальная версия INMOM участвовала во второй фазе международного проекта CORE (Coordinated Ocean-ice Reference Experiment) [Дианский и др., 2006], которая была посвящена изучению изменчивости циркуляции вод Мирового океана в т.ч. и для исследований Южного океана [Downes et al., 2015; Farneti et al., 2015]. В приложении к потокам донных вод в глубинных узких каналах Атлантического океана модель использовалась в работах [Фрей и др., 2018; Frey et al., 2019]. В работе [Ivanov et al., 2024] INMOM использовалась для изучения отклика циркуляции Северного Ледовитого океана и характера его водообмена с Северной Атлантикой на межгодовую изменчивость крупномасштабного поля ветра.

2.2. Конфигурация модели

Версия INMOM для Мирового океана, используемая в этом исследовании, построена в криволинейной ортогональной системе координат посредством конформного преобразования географической системы. Чтобы избежать проблемы сходимости сетки вблизи Северного географического полюса, «северный» полюс на модельной сетке расположен в точке 90° E, 60° N,

в то время как модельный «южный» полюс совпадает с Южным географическим полюсом. Пространственное разрешение составляет $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ в горизонтальных координатах (1440×720 узлов сетки) и 33 σ -уровня, неравномерно распределенных по глубине. Временной шаг для интегрирования модельных уравнений был установлен равным 5 минутам для обеспечения стабильности решения. Эта же версия модели уже применялась для изучения формирования циркуляции вод АЦТ [Diansky et al., 2022], когда была выделена его основная трехструйная структура в проливе Дрейка.

2.3. Используемые данные по температуре и солёности, атмосферного воздействия и батиметрии дна

Для задания начальных условий в модели использовались глобальные поля температуры и солёности из объективного анализа данных наблюдений EN4.2.2 [Gouretski and Reseghetti, 2010; Good et al., 2013], Полученными в метеорологическом бюро Великобритании (MetOffice, UK) как продукт двух европейских проектов: Enhanced Ocean Data Assimilation and Climate Prediction (ENACT) и ENSEMBLES [Ingleby and Huddleston, 2007] (Таблица).

Для расчёта атмосферного воздействия для INMOM используются открытые данные JRA55-do (<https://climate.mri-jma.go.jp/pub/ocean/JRA55-do/>), специально предназначенные для проведе-

Таблица. Характеристика данных EN4 по температуре и солености Мирового океана

Данные	EN
Версия	4.2.2
Разработчик	MetOffice (UK)
Охватываемый период	1900-2024
Шаг по времени	1 месяц
Пространственное разрешение	1° × 1°
Количество горизонтов	42
Нижний горизонт, м	5350
Источник данных	WOD18, ASBO, GTSP, Argo (XBT, MBT, CTD)

ния автономных расчетов циркуляции глобального океана [Tsujino et al., 2018].

Батиметрия для этой версии модели задавалась по данным GEBCO (General Bathymetric Chart of the Oceans) [Becker et al., 2009].

2.4. Метод диагноза-адаптации как основа восстановления динамики океана

Восстановление среднемесячной глобальной циркуляции с помощью МОЦО проводилось с помощью метода «диагноза-адаптации» А.С. Саркисяна [Sarkisyan and Sündermann, 2009]. Этот метод позволяет восстанавливать динамику океана по заданному термохалинному состоянию по данным наблюдений. Он уже успешно применялся для изучения природы основной трехструйной природы циркуляции АЦТ в проливе Дрейка [Diansky et al., 2022]. С его помощью также были изучены океанические механизмы мультидесятилетних колебаний вод Северной Атлантики [Дианский и Багатинский, 2019; Багатинский и Дианский, 2021, 2022].

Для целей настоящей работы был выбран климатический период 1993–2012 гг., поскольку большинство моделей средней динамической топографии, таких как CNES-CLS13 [Rio et al., 2014], MDOT APDRC 2014 [Maximenko et al., 2014] и DTU15MDT [Andersen and Knudsen, 2016], построенные геодезическим методом (более подробно описан в [Diansky et al., 2022]), были рассчитаны именно для этого периода, а их результаты использовались в [Diansky et al., 2022] для верификации и сравнения расчетов по INMOM.

Восстановление среднемесячной глобальной циркуляции проводилось для февральских и августовских средних состояний за этот период. Февраль и август выбраны в качестве наиболее типичных океанографических месяцев лета и зимы в Южном полушарии. При применении метода «диагноза-адаптации», более подробно описанного в работах [Дианский и Багатинский, 2019; Багатинский и Дианский, 2021, 2022], проводится двухэтапное взаимное приспособление трехмерных термохалинных полей, изначально задаваемых из наблюдений, и рассчитываемой с помощью модели циркуляции вод.

Первый этап, называемый «диагнозом», состоит в «замораживании» климатического термохалинного состояния в модели океана из данных наблюдений. Исходные условия для потенциальной температуры и солености были подготовлены на основе данных EN4.2.2, усредненных за период 1993–2012 гг., отдельно за февраль и август, чтобы оценить сильно отличающиеся летнее и зимнее состояния океана.

Для восстановления циркуляции океана с помощью МОЦО по методу диагноза-адаптации достаточно задавать на поверхности океана из данных JRA55-do только напряжение трения ветра, поскольку для расчета температуры и солёности на поверхности океана задаётся условие Дирихле, т.е. задаются температура и солёность на поверхности океана (ТПО и СПО) по данным EN4.2.2. и потоки тепла и пресной воды не нужно рассчитывать. Чтобы восстановить выбранные климатические состояния динамики океана, было рассчитано среднее климатическое напряжение ветра за 1993–2012 гг. для февраля и августа.

Поскольку термохалинное состояние не меняется со временем в процессе диагноза, модель морского льда в этой формулировке не используется. Последнее предположение оправдано, поскольку скорость дрейфа морского льда хорошо согласуется со скоростью на поверхности моря, и, фактически, морской лед является лишь частью верхнего слоя океана. Стоит также отметить, что используемые граничные условия в модели для температуры и солености на поверхности океана взяты из данных наблюдений, то есть в них уже аккумулирован весь спектр атмосферного воздействия и приповерхностной динамики океана. За счет этого, в наших расчётах учитывается реальная динамика верхнего слоя океана. Для расчета дрей-

фовой составляющей течений, ветер учитывается напрямую. Таким образом, на этапе диагноза рассчитываются градиентные течения и дрейфовые течения независимо друг от друга. Следует отметить, что восстановление градиентной составляющей циркуляции при таком подходе аналогично хорошо известному в океанографии «динамическому» методу. Однако использование полной МОЦО позволяет избежать проблемы задания «контрольной поверхности», которая является самым слабым местом «динамического» метода, поскольку МОЦО восстанавливает общую трехмерную картину течений от поверхности до дна, следует отметить, что градиентные течения содержат ошибки, обусловленные ошибками, имеющимися в исходных термохалинных полях. При этом сами термохалинные поля не согласованы с полями течений, поскольку не зависят от них.

Для того, чтобы устранить эти недостатки и необходим второй этап адаптации, заключающийся в дальнейшем запуске модели с вычислением согласованных между собой всех океанических характеристик (включая термохалинные), стартуя с данных, полученных на этапе диагноза. В дополнение к напряжению ветра для уравнений скорости требуются граничные условия для уравнений температуры и солёности. Самый простой метод для этого — использование условий Дирихле с заданием ТПО и СПО. Это позволяет избежать необходимости использовать модель морского льда и вычислять потоки тепла и пресной воды на поверхности моря. Кроме того, адаптация необходима для приведения исходного термохалинного состояния в соответствие с условиями модели: пространственным разрешением, топографией, циркуляцией и т.д., как показано в [Sarkisyan and Sündermann, 2009; Frey et al., 2019].

Таким образом, в нашем подходе модель используется для восстановления полной согласованной динамики океана, включая градиентную и ветровую составляющие циркуляции. Используя INMOM, все компоненты динамики океана реконструируются по заданной температуре, солёности и напряжению ветра: уровень моря, циркуляция, функция тока меридиональной опрокидывающейся циркуляции и др.

Запуск модели в режиме диагноза продолжался в течение 30 дней с использованием фиксированных температуры и солёности из EN4. За это время

модельная циркуляция адаптируется к заданным полям плотности в средних и высоких широтах, и продолжать дальнейшее моделирование не имеет особого смысла [Sarkisyan and Sündermann, 2009].

Следует отметить, что, за исключением узкой приэкваториальной зоны, динамика океана находится в квазигеострофическом состоянии, т.е. плотность определяет структуру градиентных геострофических течений. Поскольку динамика океана быстро (несколько инерционных периодов) приспособляется к квазигеострофическому равновесию, циркуляция может быть восстановлена в течение короткого периода диагноза, составляющего всего 1 месяц.

Расчет INMOM в режиме адаптации продолжался в течение 60 дней. Двух месяцев обычно достаточно для приведения термохалинного состояния в согласованное с течениями состояние [Sarkisyan and Sündermann, 2009]. При этом имеющиеся грубые ошибки в исходных полях температуры и солёности так же устраняются. Если продолжить дальнейший расчет модели, исходные термохалинные поля, полученные по данным наблюдений, будут меняться в соответствии с модельным климатом, который зависит от параметров модели и, прежде всего, от ее пространственного разрешения, физических параметризации, численного метода модели и т.п.

Моделирование методом диагноза–адаптации было выполнено для условий февраля и августа, как типичными летними и зимними месяцами, соответственно. Из-за тепловой инерции океана годовые колебания отстают от календарных примерно на 1 месяц. Таким образом, учет климатических условий в феврале и августе позволяет изучать АЦТ отдельно для характерных зимних и летних условий.

При выполнении моделирования в режиме адаптации были использованы ранее описанные условия Дирихле морской поверхности для температуры и солёности. Поскольку использовались средние по климату (т.е. сглаженные) поля ТПО и уровня моря, смоделированная динамика АЦТ оказалась недостаточно проработанной. В результате зональная скорость и меридиональный наклон высоты поверхности моря от Антарктиды до средних широт также были недооценены. Чтобы свести к минимуму этот эффект, при моделировании в режиме адаптации в правую часть уравнения меридиональной скорости на

каждом временном шаге в широтной зоне от Антарктиды до 45° S (широты, где уровень моря близок к нулю) был добавлен компенсационный член, который пропорционален разнице между двумя зональными средними значениями уровня моря: первое оценивается по данным спутниковой альтиметрии (рис. 3а в [Armitage et al., 2018]), а второе моделируется с помощью INMOM. Это позволило получить динамические характеристики, более близкими к реальным, так как в компенсационном члене учитываются данные спутниковых измерений.

Результаты моделирования были усреднены за последние 5 дней расчетов для их анализа. Усреднение необходимо, поскольку в решении присутствуют инерционные колебания и длинные гравитационные волны (которые необходимо подавить), что вызвано еще не стабилизированной околэкваториальной циркуляцией. Моделирование показало, что эта версия INMOM адекватно воспроизводит средне-климатическую наблюдаемую структуру общих гидрофизических полей в средних и высоких широтах. Ранее на основе представленной модели была подтверждена трехструйная структура АЦТ [Diansky et al., 2022], показан механизм формирования фаз Атлантической мультideкадной (мультidesятилетней) осцилляции [Дианский и Багатинский, 2019], а также смоделировано наблюдавшееся замедление с 1991 г. функции тока Атлантической меридиональной опрокидывающейся циркуляции [Багатинский и Дианский, 2022].

Несмотря на то, что расчеты проводились для всей области Мирового океана, в настоящей работе для целей нашей статьи проведен анализ состояния вод только для моря Уэдделла.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Предмет исследования

В работе была изучена сезонная изменчивость структуры изотермических и изопикнических поверхностей (рис. 6) УГВ по данным EN4 за 1993–2012 гг. летом и зимой в зависимости от напряжения трения ветра, рассчитанного по данным JRA55-do за 1993–2012 гг.

3.1.1. Напряжение трения ветра

Векторы среднего напряжения трения ветра τ на $60\text{--}66^\circ \text{ W}$ меняют свое направление в зависи-

мости от климатических условий. Зимой напряжение трения ветра достигает 0.16 Па (рис. 7б), что объясняется сильными западными ветрами в этот период, в сравнении с летним периодом, когда значение не превышает 0.13 Па (рис. 7а). Кроме того, хорошо видно, что циклонический характер поля ветра над морем Уэдделла более выражена в зимний, чем в летний период для юного полушария, что наглядно показано ниже на рис. 10. Циклоническое воздействие ветра за счет формирования соответствующей дрейфовой циркуляции моря приводит здесь к подъему (апвеллингу) вод в центре бассейна моря Уэдделла и опусканию (даунвеллингу) у берегов.

3.1.2. Верхняя граница глубинной воды моря Уэдделла

На разрезах 10° W и 15° W . потенциальной температуры на рис. 9 видно, что все изотермы поднимаются куполом на $60\text{--}67^\circ \text{ S}$ для средне-февральских условий (летом) с 1993 по 2012 гг. (черные изолинии), при этом для средне-августовских условий (зимой) с 1993 по 2012 гг. купол более плоский (желтые изолинии). Данный факт можно объяснить усилением и ориентацией на север меридиональной компоненты напряжения трения ветра (рис. 7) и усилением выноса вод из моря Уэдделла на север на поверхности на $59\text{--}67^\circ \text{ S}$ для летних условий, в результате чего происходит подъем (апвеллинг) УГВ и образуется купол изотерм потенциальной температуры в феврале (рис. 9, подъем черных изолиний над желтыми). При зимних условиях меридиональная компонента напряжения трения ветра (рис. 7) направлена на юг и происходит усиление затoka вод в море Уэдделла на поверхности, в результате чего происходит опускание вод и купол становится более плоским в августе (рис. 9).

Исследуемый февральский купол потенциальной температуры лучше всего виден на разрезе 15° W (рис. 9б), купол также проявляется и в потенциальной плотности (рис. 9з), практически по всем изотермам и изопикнам. Видно, что в феврале по сравнению с августом разность температур в основном отрицательна практически по всей глубине, т.е. зимой в Южном полушарии температура на глубине выше, чем летом. Летом по сравнению с зимой, потенциальная температура на глубине 3500 м (рис. 11в) на разрезе 15° W холоднее на широтах с 63° S по 67° S и теплее по краям разреза. Купол донных вод поднимается в середине моря

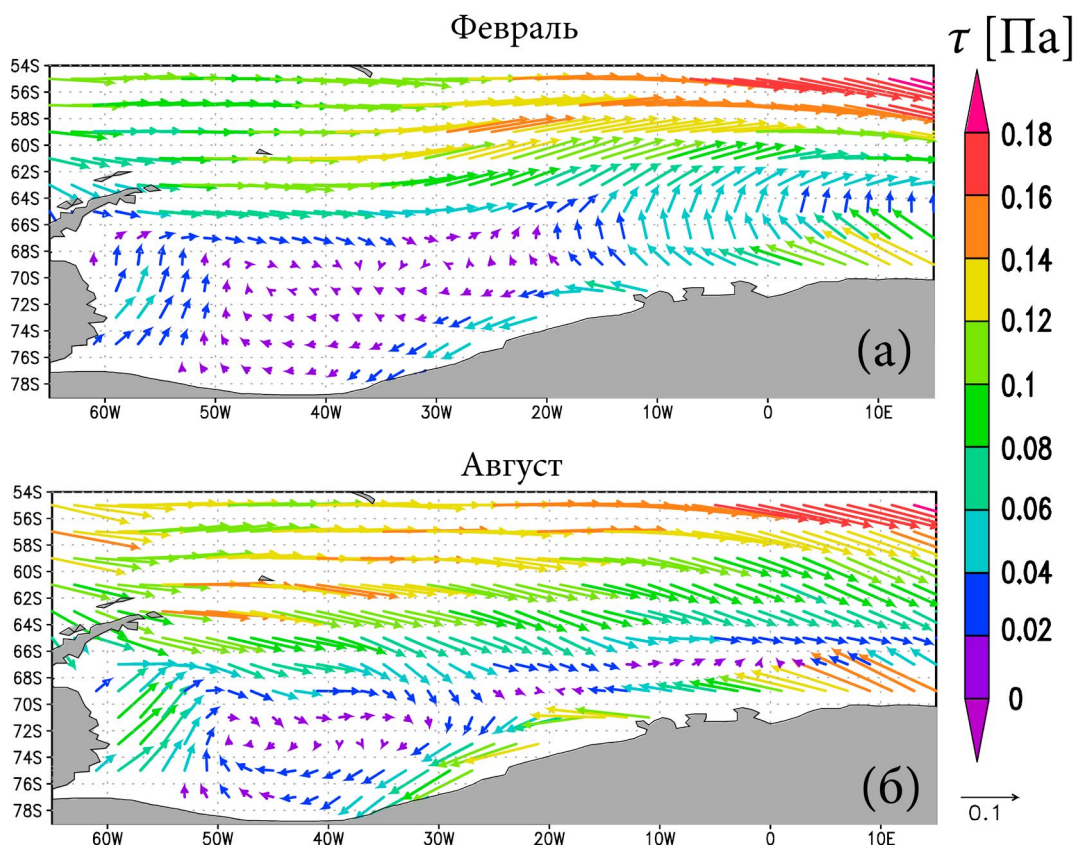


Рис. 7. Среднее 1993–2009 гг. напряжение трения ветра τ (векторы, Па) по данным JRA55-do для климатических условий февраля (а) и августа (б).

и опускается по краям разреза. При этом разность соленостей (рис. 9д) показывает различные знаки, а разность потенциальных плотностей, в основном положительна (рис. 9з). Таким образом, основной вклад в разность потенциальных плотностей (рис. 9з) вносит разность температур. Стоит отметить, что на разрезах 15°W и 10°W купол в потенциальной плотности проявляется в феврале (черная изопикна 27.85 на рис. 9з), а на разрезах по 48°W (рис. 8ж), 42°W (рис. 8з), 38°W (рис. 8и) и 28°W (рис. 9ж) изопикны (например, 27.85) поднимаются куполом в августе, а не в феврале.

3.2. Динамика формирования купола глубинной воды моря Уэдделла

Циркуляция в море Уэдделла циклоническая из-за циклонического поля ветра, которое и определяет напряжение трения ветра (рис. 10). На рис. 10, на фоне отрицательной средней завихренности напряжения трения ветра (рис. 10а, изолинии), видно, что летом (февраль), по сравнению с зимой (август), завихренность в ос-

новном увеличивается, кроме области от 59°S до 67°S , где происходит подъем изотерм в виде купола. Данная структура разности завихренности напряжения трения ветра между февралем и августом (рис. 10а) хорошо отражается в разности вертикальных скоростей между февралем и августом (рис. 10б).

Таким образом, глубинные воды поднимаются вверх практически по всей области моря, причем летом в полосе от 59°S до 67°S подъем сильнее, чем зимой. Этот подъем отражается в виде подъема изотерм в диапазоне $-0.5 \dots +0.1^\circ \text{C}$ (рис. 11а, б) на глубинах от 1000 до 4000 м, с образованием более теплого купола вод, который формируется усилением циклонической завихренности ветра, вызывающей дрейфовую циркуляцию вод, приводящую к интенсификации подъема вод в полосе от 59 до 67°S , что отражается здесь в усилении апвеллинга.

По разности между летними и зимними состояниями видно, что наименьшая глубина изолинии 0.1°C наблюдается примерно на 15°W .

Для того, чтобы определить, как описанное выше термохалинное и ветровое состояния отражаются в глубинной циркуляции вод моря Уэдделла по меридиональной скорости [Stepanov et al., 2016] от 65° W по 15° E была рассчитана функция тока меридиональной опрокидывающейся циркуляции (МОЦ). Функция тока МОЦ (рис. 11д, изолинии) показывает, что воды в море Уэдделла циркулируют против часовой стрелки от Антарктиды до $\sim 63^{\circ}$ S по всей глубине. От 63° S воды циркулируют по часовой стрелке. То есть наблюдается два глубинных круговорота, разделяющихся по 63° S, при этом около 63° S происходит подъем вод. Функция тока МОЦ летом, по сравнению с зимой (рис. 11г, цветовая шкала), показывает сильное усиление циркуляции вод в области купола температуры (рис. 9) от Антарктиды до 63° S и небольшое усиление в области ядер функции тока на 61° S и 59° S.

Наблюдаемый среднефевральский с 1993 по 2012 гг. купол температуры (рис. 9) формируется усилением вертикальной термохалинной циркуляции вод, вызванной усилением ветровой циркуляции вод в море Уэдделла и усилением вертикальной скорости в области купола. В результате усиления циркуляции вод в море Уэдделла, происходит подъем более холодных и плотных глубинных вод, образуется отрицательная аномалия потенциальной температуры и положительная аномалия потенциальной плотности практически по всей глубине моря.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Известно, что глубинная вода моря Уэдделла (УГВ) вытекает на север из моря Уэдделла через проходы в хребте Саут-Скоша (рис. 11б, в).

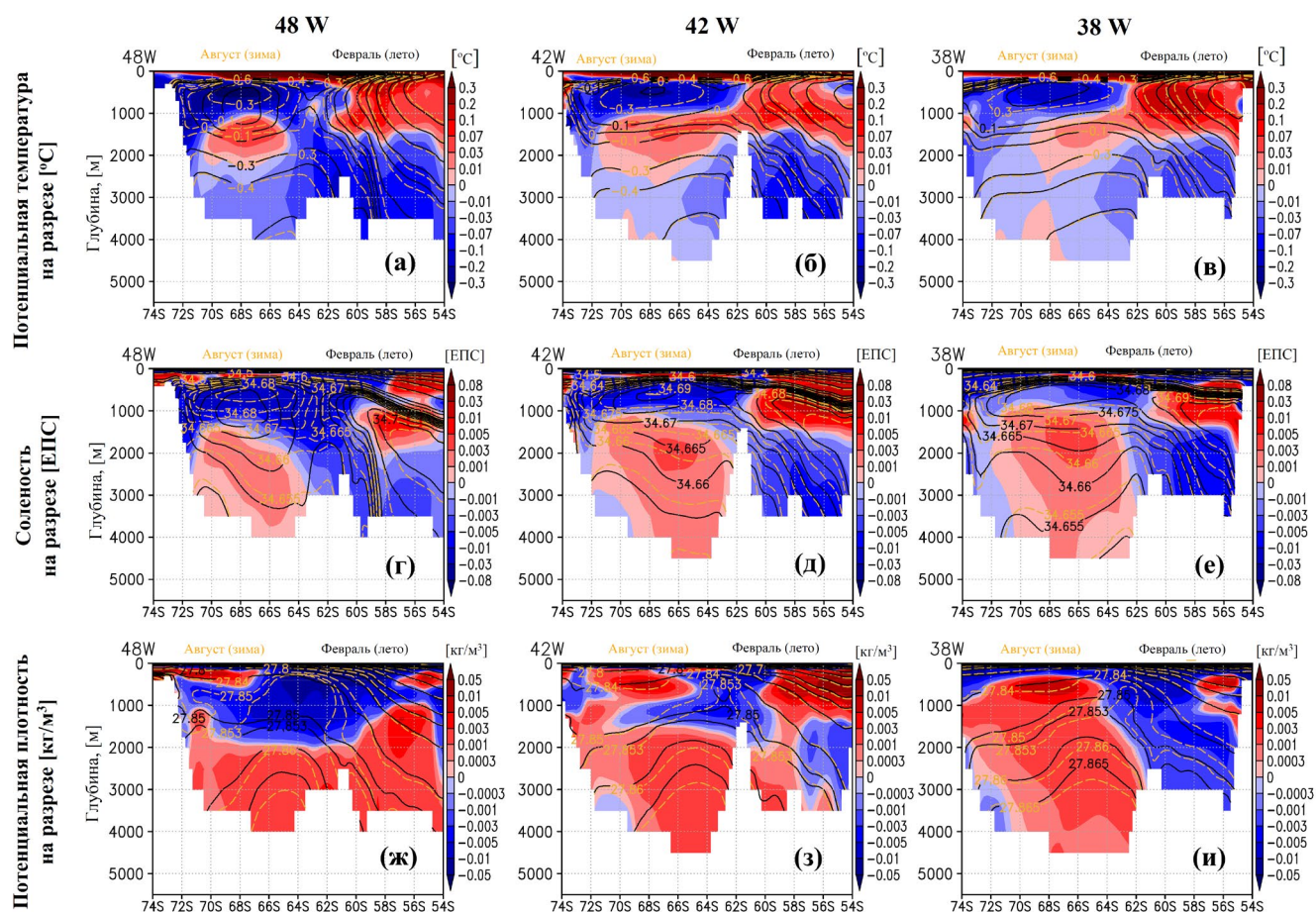


Рис. 8. Разрезы в западной части моря Уэдделла вдоль меридианов 48° W (пересекает проход Брюс), 42° W (проход Оркней), 38° (проход Филипп) для потенциальной температуры $^{\circ}\text{C}$ (а–в), солёности [ЕПС] (г–е) и потенциальной плотности кг/м^3 (ж–и) за вычетом 1000 кг/м^3 , для климатических условий февраля и августа с 1993 по 2012 гг. Цветом показана разность между средними февральским и августовским состояниями с 1993 по 2012 гг. Черными изолиниями — среднее февральское состояние, а желтыми изолиниями — среднее августовское состояние.

При интенсификации купола УГВ через проходы верхняя граница и все изотермы и изопикны по периферии моря Уэдделла заглубляются и через Оркнейский проход вытекает более теплая вода. Если ветер ослабевает, верхняя граница ААДВ и все изотермы и изопикны становятся более плоскими и поднимаются на периферии моря, поэтому более холодная вода течет через разломы [Meredith et al., 2008]. Этот трансформированный сигнал с колебаниями потенциальной температуры донной воды до 0.02°C наблюдается вплоть до канала Вима на широте $27\text{--}34^{\circ}\text{S}$, а возможно и дальше [Mogozov et al., 2021].

Центральная часть купола УГВ поднималась на $60\text{--}67^{\circ}\text{S}$ и $10\text{--}25^{\circ}\text{W}$ летом с 1993 по 2012 гг. Данный факт можно объяснить усилением и ориентацией на север меридиональной компоненты напряжения трения ветра и усилением выноса вод из моря Уэдделла на север на поверхности для среднефевральских условий, в результате чего происходит подъем (апвеллинг) УГВ и образуется

купол потенциальной температуры. Для средне-августовских условий все наоборот.

В работе было показано, что УГВ поднимаются вверх практически по всей области моря Уэдделла, причем летом (февраль) подъем сильнее, чем зимой (август). Это усиление хорошо отражается в виде подъема изотермы 0.1°C и образовании, так называемого, купола температуры. Наблюдаемый февральский купол температуры в море Уэдделла, главным образом, формируется усилением циклонической завихренности ветра и самой его скорости, а, следовательно, усилением дрейфовой циркуляции вод и поддерживается усилением вертикальной термохалинной циркуляции вод.

На рис. 12б видно, что в среднем за февраль и август на глубине 3000 м воды текут из моря Уэдделла в море Скоша, при этом в феврале поток усиливается (рис. 12в). При поднятии (опускании) центральной части купола глубинной воды моря Уэдделла периферийные части купола опускаются (поднимаются). В районе северной гра-

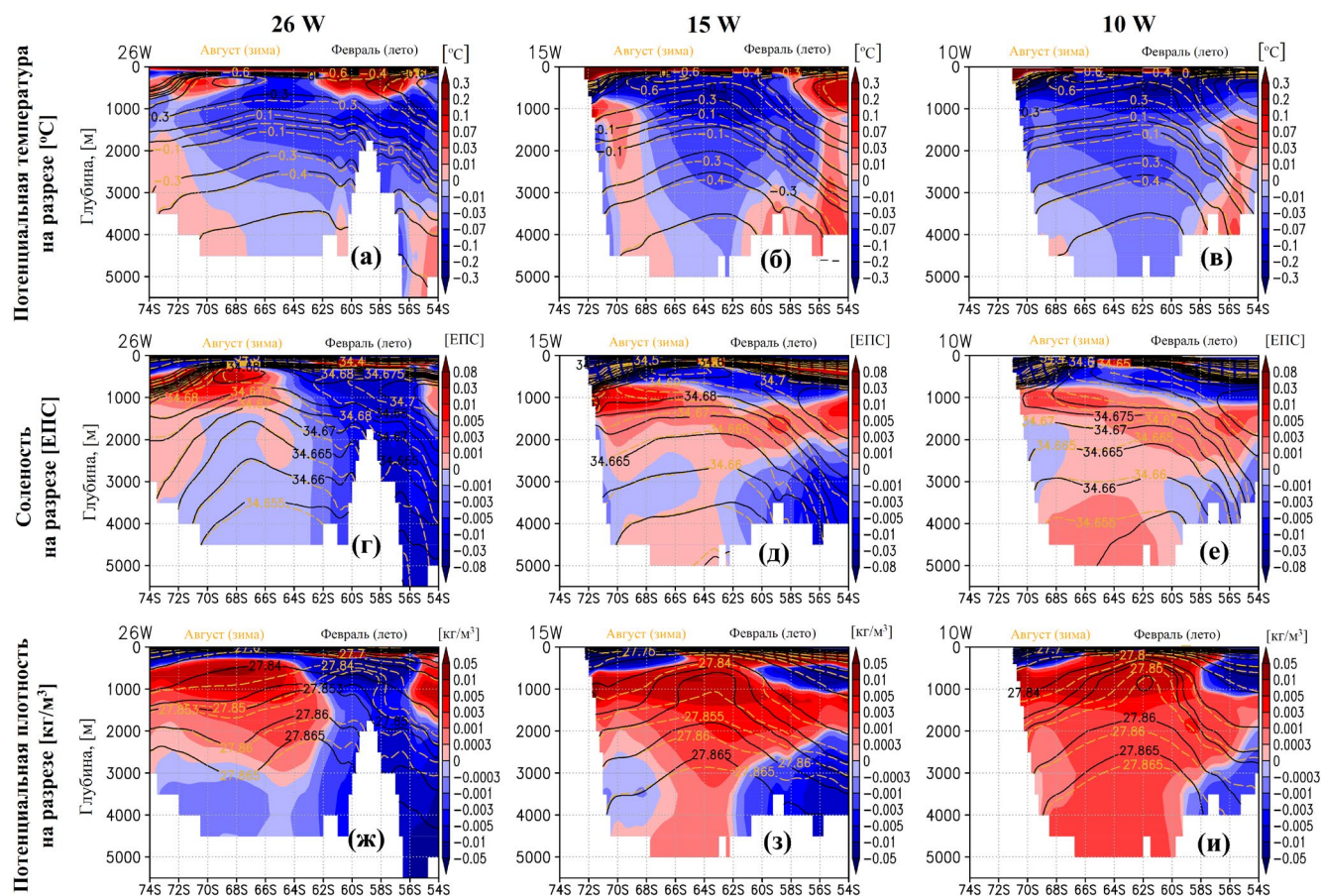


Рис. 9. То же, что и на рис. 8., но для разрезов вдоль меридианов 26°W , 15°W и 10°W .

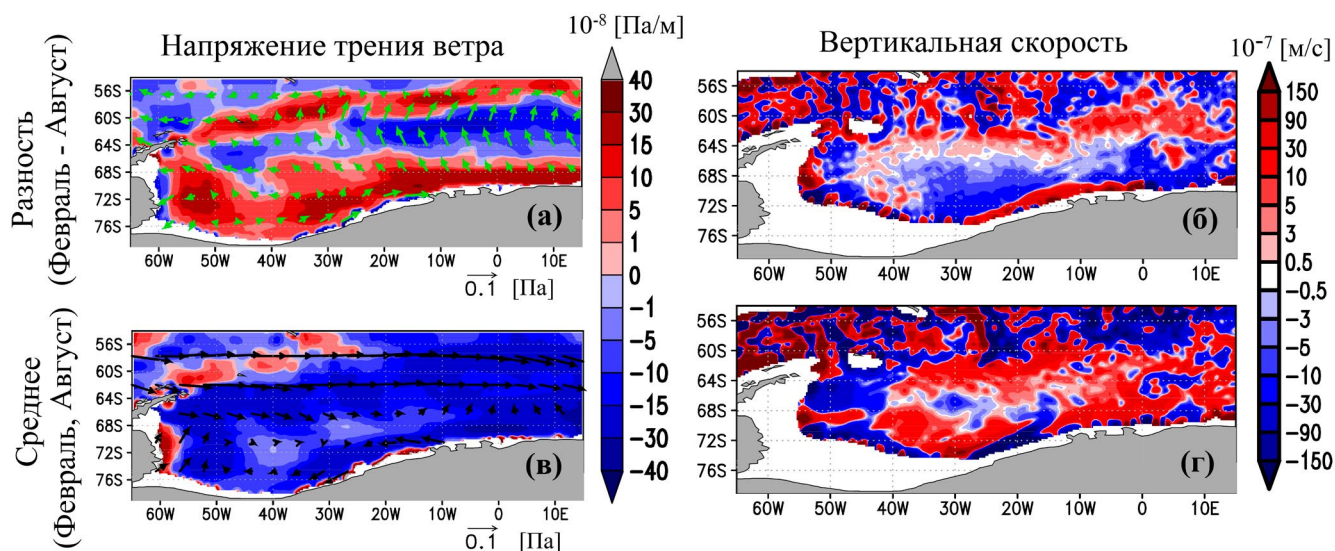


Рис. 10. Разность завихренностей напряжения трения ветра между февралем и августом с 1993 по 2012 гг., $[10^{-8}$ Па/м], показана цветом; зелеными векторами показана разность напряжений трения ветра между февралем и августом, [Па] (а). Завихренность напряжения трения ветра, усредненная за февраль и август с 1993 по 2012 гг., $[10^{-8}$ Па/м], показана цветом; черными векторами показано напряжение трения ветра, усредненное за февраль и август [Па] (в). Разность вертикальных скоростей течений между февралем и августом с 1993 по 2012 гг. на глубине 1500 м, $[10^{-7}$ м/с] (б). Вертикальная скорость течений на глубине 1500 м, усредненная за февраль и август с 1993 по 2012 гг., $[10^{-7}$ м/с] (г).

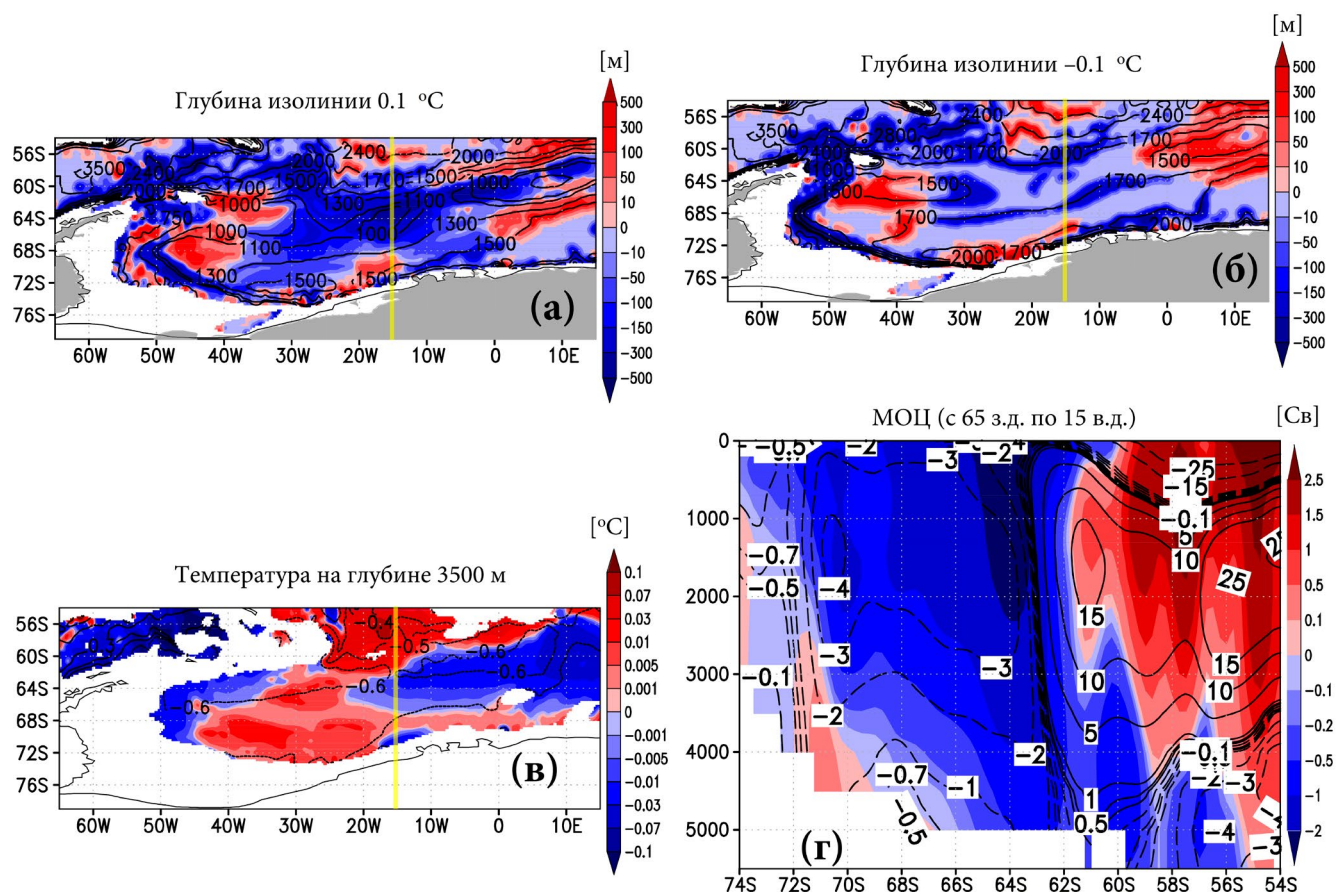


Рис. 11. Глубина изолинии 0.1 °C и -0.1 °C [м] (а) и (б), соответственно. Потенциальная температура на глубине 3500 м [°C] (в). Функция тока МОЦ в море Уэдделла [Св] (г) Цветом на рисунках показана разность, а изолиниями — средние характеристики между февральским и августовским состояниями с 1993 по 2012 г.

ницы моря Уэдделла это поднятие или опускание изотерм приводит к тому, что, либо более теплая, либо более холодная вода перетекает через пороги в подводном хребте Саут-Скоша, тем самым более холодные или теплые Антарктические донные воды попадают в море Скоша и далее в Юго-западную Атлантику (рис. 12г, отрицательные аномалии температуры в феврале по сравнению с августом).

Влияние интенсивности циклонической завихренности поля ветра на формирование куполообразной структуры циркуляции и состояния вод для замкнутых и полузамкнутых морей хорошо известно [Дианский и др., 2016; Кубрякова и Коротаев, 2017].

В работе [Дианский и др., 2016] на основе результатов численного эксперимента с моделью

INMOM показано, что циклоническая циркуляция Японского моря усиливается в весенний и ослабляется в осенний сезон. При этом установлена сильная связь между интенсивностью циклонической циркуляции Японского моря и циклоническим полем ветра над ним. Причем этот эффект имеет не только динамический характер, но и термодинамический, поскольку циклоничность поля ветра над морем усиливается в зимний период за счет потоков воздушных масс с берега на морскую поверхность и, за счет перепада температур воздух–вода, усиливается вдольбереговое зимнее выхолаживание, что в свою очередь, усиливает вдольбереговую конвекцию, приводящую к усилению циклонической циркуляции моря и его куполообразную термическую структуру.

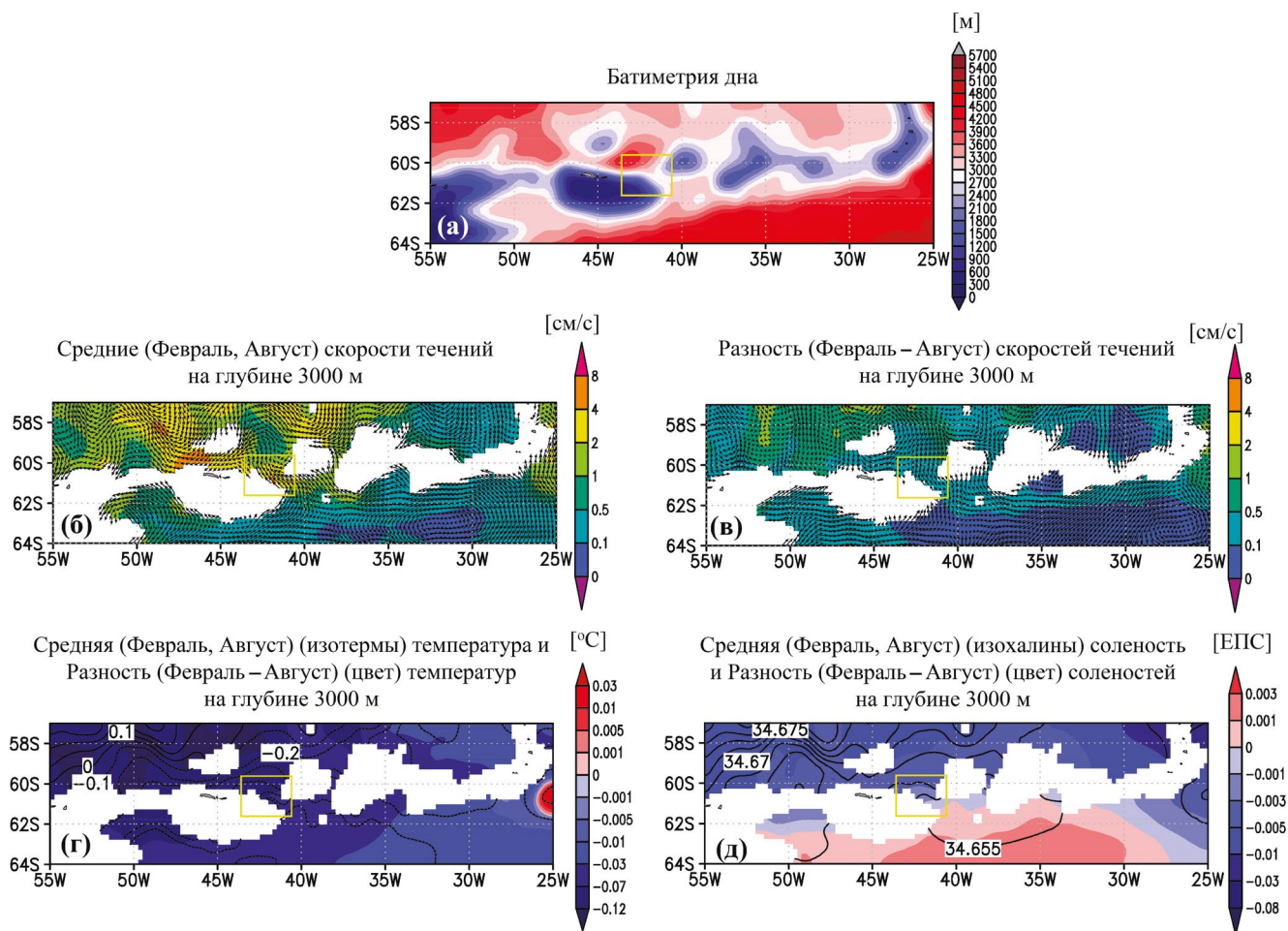


Рис. 12. Батиметрия дна в окрестности хребта Саут–Скоша [м] (а). Средние за февраль и август с 1993 по 2012 гг. скорости течений [см/с] (векторы) на глубине 3000 м (б) и разность между февралем и августом скоростей течений [см/с] (векторы) на глубине 3000 м (в). Цветовой шкалой показаны модули векторов. Среднее (изотермы) и разность (цветовая шкала) температур между февралем и августом с 1993 по 2012 гг. [°C] на глубине 3000 м (г). То же, что и (г), но для солености [ЕПС] (д). Желтым прямоугольником обозначен Оркнейский проход.

В работе [Кубрякова и Коротаев, 2017] изучаются эти же механизмы на основе боксовой гидродинамической модели Черного моря. Исследуется циклоническая циркуляция вод этого моря, которая образуется в результате действия циклонической завихренности ветра. В результате циклонической циркуляции бассейна происходит подъем глубинных вод в центре моря, который компенсируется опусканием вод на периферии бассейна, и, таким образом формируется вертикальная крупномасштабная ячейка циркуляции.

На рис. 4 показано, что море Уэдделла характеризуется сильной межгодовой изменчивостью, сравнимой с сезонной. Её изучение осталось за рамками данной статьи. Однако инструментарий, предложенный в данной работе, вполне подходит для изучения и межгодовой изменчивости. Авторы надеются выполнить эти исследования в ближайшие годы.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа поддержана госзаданием FMWE-2024-0016 и грантами РНФ 21-77-20004 (анализ данных) и РНФ 22-17-00267 (проведение расчетов с INMOM).

Расчеты по модели INMOM выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М. В. Ломоносова [Voevodin et al., 2019] и МСЦ РАН.

СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

ААДВ — Антарктические донные воды (Antarctic Bottom Water, AABW)

АЦТ — Антарктическое циркумполярное течение (Antarctic Circumpolar Current, ACC);

АШВ — Антарктические шельфовые воды (Antarctic Shelf Water, AAShW);

АПВ — Антарктические поверхностные воды (Antarctic Surface Water, AASuW);

САПВ — Субантарктические поверхностные воды (Sub-Antarctic Mode Water, SAMW);

АПрВ — Антарктические промежуточные воды (Antarctic Intermediate Water, AAIW);

ЦГВ — Циркумполярные глубинные воды (Circumpolar Deep Water, CDW);

ВЦГВ — Верхние Циркумполярные глубинные воды (Upper Circumpolar Deep Water, UCDW);

НЦГВ — Нижние Циркумполярные глубинные воды (Lower Circumpolar Deep Water, LCDW);

САГВ — Североатлантические глубинные воды (North Atlantic Deep Water, NADW);

УГВ — Глубинные воды моря Уэдделла (Weddel Sea Deep Water, WSDW);

УДВ — Донные воды моря Уэдделла (Weddell Sea Bottom Water, WSBW);

ТГВ — Теплые глубинные воды (Warm Deep Water, WDW);

ЦДВ — Циркумполярные донные воды (Circumpolar Bottom Water, CBW);

ПФ — Полярный фронт (Polar front, PF);

САФ — Субантарктический фронт (Subantarctic front, SAF);

СТФ — Субтропический фронт (Subtropical front, STF);

ЮФ — Южный фронт (South front, SF);

ТХЦ — Термохалинная циркуляция (Thermohaline Circulation, THC);

ТПО — Температура поверхности океана (Sea Surface Temperature, SST);

МОЦ — Меридиональная опрокидывающая циркуляция (Meridional Overturning Circulation, MOC);

Св — Свердруп ($1 \text{ Св} = 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$) (Sverdrup, Sv);

ЕПС — Единица практической солености (Practical Salinity Unit, PSU);

GEBCO — General Bathymetric Chart of the Oceans (Общая батиметрическая карта Мирового океана);

JRA55-do — Japanese Reanalysis (Японский атмосферный реанализ);

МОЦО — Модель общей циркуляции океана (Global Ocean General Circulation Model, GOGCM);

INMOM — Institute of Numerical Mathematics Ocean Model (Модель океана Института вычислительной математики);

ИВМ РАН — Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука Российской академии наук);

INMCM — Institute of Numerical Mathematic Climate Model (Климатическая модель Института вычислительной математики);

МЗС — Модель земной системы (Earth System Model, ESM);

CMIP — Coupled Model Intercomparison Project (Проект по взаимному сравнению совместных моделей);

МГЭИК — Межправительственная группа экспертов по изменению климата (Intergovernmental Panel on Climate Change, IPCC);

CORE — Coordinated Ocean-ice Reference Experiment (Согласованный эталонный эксперимент для моделей с океанским льдом);

EN4 — Enhanced Ocean Data Assimilation and Climate Prediction (ENACT) и ENSEMBLES (улучшенная ассимиляция океанических данных и прогнозирование климата (ENACT) и ENSEMBLES (Ансамбли)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антипов Н.Н., Клепиков А.В. Циклонические круговороты окраинных морей Восточной Антарктиды // Арктика и Антарктика. М.: Наука. 2003. Вып. 2 (36). С. 126–148.
- Багатинский В.А., Дианский Н.А. Вклады климатических изменений температуры и солености в формирование трендов термохалинной циркуляции Северной Атлантики в 1951–2017 гг. // Вестник Московского университета. Сер. 3: Физика, астрономия. 2022. № 3. С. 73–88.
- Багатинский В.А., Дианский Н.А. Изменчивость термохалинной циркуляции Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультideкадной осцилляции по данным океанских объективных анализов и реанализов // Изв. Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2021. Т. 57. № 2. С. 1–14. <https://doi.org/10.31857/S0002351521020024>
- Володин Е.М., Гусев А.В., Дианский Н.А., Ибраев Р.А., Ушаков К.В. Воспроизведение циркуляции мирового океана по сценарию CORE-II с помощью численных моделей // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 1. С. 97–111. <https://doi.org/10.7868/S0003351518010105>
- Володин Е.М., Дианский Н.А., Гусев А.В. Воспроизведение и прогноз климатических изменений в 19–21 веках с помощью модели земной климатической системы ИВМ РАН // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 4. С. 379–400. <https://doi.org/10.7868/S000235151304010X>
- Володин Е.М., Дианский Н.А., Гусев А.В. Воспроизведение современного климата с помощью совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана INMCM4.0 // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 4. С. 448–466. <https://doi.org/10.1134/S000143381004002X>
- Гурецкий В.В., Данилов А.И., Малек В.Н. Климатическая структура круговорота Уэдделла // Исследования уэдделловского круговорота. Океанографические условия и особенности развития планктонных сообществ: Сб. науч. тр. М.: ВНИРО. 1990. С. 4–30.
- Дианский Н.А., Багатинский В.А. Термохалинная структура вод Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультideкадной осцилляции // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 6. С. 157–170. <https://doi.org/10.31857/S0002-3515556157-170>
- Дианский Н.А., Володин Е.М. Воспроизведение современного климата с помощью совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. № 6. С. 824–840.
- Дианский Н.А., Залесный В.Б., Мошонкин С.Н., Русаков А.С. Моделирование муссонной циркуляции Индийского океана с высоким пространственным разрешением // Океанология. 2006. Т. 46. № 4. С. 421–442.
- Дианский Н.А., Степанов Д.В., Гусев А.В., Новотрясов В.В. Роль ветрового и термического воздействий в формировании изменчивости циркуляции вод в Центральной котловине Японского моря с 1958 по 2006 гг. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2016, Т. 52, № 2, с. 234–245. Doi:4. 10.7868/S0002351516010028
- Клепиков В.В. Гидрология моря Уэдделла // Труды Сов. Антарктической Экспедиции. 1963. Т. 17. С. 45–93.
- Кубрякова Е.А., Коротаев Г.К. Механизм горизонтального массо- и солеобмена между водами континентального склона и центральной части Черного моря. // Изв. Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 1. С. 115–124.
- Тараканов Р.Ю., Гриценко А.М. Струи Антарктического циркумполярного течения в проливе Дрейка по данным гидрофизических разрезов // Океанология. 2018. Т. 58. № 4. С. 541–555. doi:10.1134/S003015741804010X
- Фрей Д.И., Морозов Е.Г., Фомин В.В., Дианский Н.А. Пространственная структура потока антарктических вод в разломе Вима Срединно-Атлантического хребта // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 6. С. 727–732
- Abrahamsen E.P., Meijers A.J.S., Polzin K.L., Naveira Garabato A.C., King B.A., Firing Y.L., Sallée J.-B., Sheen K.L., Gordon A.L., Huber B.A., Meredith M.P. Stabilization of dense Antarctic water supply to the Atlantic Ocean overturning circulation // Nature Climate Change. 2019. V. 9. № 10. P. 742–746. DOI:10.1038/s41558-019-0561-2

- Andersen O.B., Knudsen P. Deriving the DTU15 global high resolution marine gravity field from satellite altimetry // In: ESA living planet symposium Prague, Czech Republic. 2016.
- Anderson D.L.T., Gill A.E. Spin-up of a stratified ocean with applications to upwelling // Deep Sea Res. 1975. V. 22. P. 583–596.
- Armitage T.W.K., Kwok R., Thompson A.F., Cunningham G. Dynamic topography and sea level anomalies of the Southern Ocean: variability and teleconnections // J Geophys Res Oceans. 2018. V. 123. P. 613–630. <https://doi.org/10.1002/2017JC013534>
- Baines P.G., Condie S. Observation and modelling of Antarctic downslope flows: a review, ocean, ice, and atmosphere: interactions at the Antarctic continental margin // Antarctic Res Ser. Washington DC: AGU. 1998. V. 75. P. 29–49. <https://doi.org/10.1029/AR075p0029>
- Becker J.J., Sandwell D.T., Smith W.H.F., Braud J. et al. Global bathymetry and elevation data at 30 arc seconds resolution: SRTM30_PLUS // Mar Geod. 2009. V. 32. № 4. P. 355–371. <https://doi.org/10.1080/01490410903297766>. https://www.gebco.net/data_and_products/gridded_bathymetry_data/gebco_2021
- Campos E.J.D., van Caspel M.C., Zenk W., Morozov E.G., Frey D.I., Piola A.R., Meinen C.S., Sato O.T., Perez R.C., Dong S. Warming trend in the abyssal flow through the Vema Channel in the South Atlantic // Geophysical Research Letters. 2021. V. 48. № 19. e2021GL094709. <https://doi.org/10.1029/2021GL094709>
- Coles V.J., McCartney M.S., Olson B.D., Smethie W.J. Changes in Antarctic Bottom Water properties in the western South Atlantic in the late 1980s // J Geophys Res Oceans. 1996 V. 101. № C4. P. 8957–8970.
- Deacon G.E.R. The hydrology of the Southern Ocean // Discovery Reports. 1937. V. 15. P. 1–124.
- Diansky N.A., Bagatinskaya V.V., Gusev A.V., Morozov E.G. Geostrophic and Wind-Driven Components of the Antarctic Circumpolar Current // In: Morozov E.G., Flint M.V., Spiridonov V.A. (eds) Antarctic Peninsula Region of the Southern Ocean. Advances in Polar Ecology, vol 6. Springer, Cham. 2022. P. 3–20. https://doi.org/10.1007/978-3-030-78927-5_1
- Downes S.M., Farneti R., Uotila P., Griffies S.M. et al. An assessment of Southern Ocean water masses and sea ice during 1988–2007 in a suite of interannual CORE-II simulations. // Ocean Modelling. 2015. V. 94. P. 67–94.
- Fahrback E., Hoppema M., Rohardt G., Schröder M., Wisotzki A. Decadal-scale variations of water mass properties in the deep Weddell Sea // Ocean Dynam. 2004. V. 54. P. 77–91, doi:10.1007/s10236-003-0082-3
- Fahrback E., Rohardt G., Scheele N., Schröder M., Strass V., Wisotzki A. Formation and discharge of deep and bottom water in the Northwestern Weddell Sea // J Mar Res. 1995. V. 53. P. 515–538
- Farneti R., Downes S.M., Griffies S.M., Marsland S.J., Behrens E., et al. An assessment of Antarctic Circumpolar Current and Southern Ocean meridional overturning circulation during 1958–2007 in a suite of interannual CORE-II simulations // Ocean Modelling. 2015. V. 93. P. 84–120. doi:10.1016/j.ocemod.2015.07.009 .
- Foldvik A., Gammelsrød T., Tørresen T. Circulation and water masses on the southern Weddell Sea shelf // In: Jacobs S.S. (ed) Oceanology of the Antarctic continental shelf, Antarctic research series. AGU, Washington, DC. 1985. V. 43. P. 5–20
- Foster T.D., Carmack E.C. Frontal zone mixing and Antarctic bottom water formation in the southern Weddell Sea // Deep-Sea Res. 1976. № 23. P. 301–317. [https://doi.org/10.1016/0011-7471\(76\)90872-X](https://doi.org/10.1016/0011-7471(76)90872-X)
- Frey D.I., Morozov E.G., Fomin V.V., Diansky N.A., Taranov R.Y. Regional modeling of Antarctic Bottom Water flows in the key passages of the Atlantic // Journal of Geophysical Research: Oceans. 2019. V. 124. № 11. P. 8414–8428. DOI: 10.1029/2019JC015315
- Gill A.E. Circulation and bottom water formation in the Weddell Sea // Deep-Sea Research. 1973. V. 20. P. 111–140.
- Good S.A., Martin M.J., Rayner N.A. EN4: quality controlled ocean temperature and salinity profiles and monthly objective analyses with uncertainty estimates // J Geophys Res Oceans. 2013. V. 118. P. 6704–6716. <https://doi.org/10.1002/2013JC009067>
- Gordon A., Huber B., McKee D., Visbeck M. A seasonal cycle in the export of bottom water from the Weddell Sea // Nature Geosci. 2010. V. 3. P. 551–556. <https://doi.org/10.1038/ngeo916>
- Gordon A.L., Visbeck M., Huber B. Export of Weddell Sea deep and bottom water // Journal of Geophysical Research: Oceans. 2001. V. 106. № C5. P. 9005–9017. doi:10.1029/2000jc000281
- Gouretski V., Reseghetti F. On depth and temperature biases in bathythermograph data: development of a new correction scheme based on analysis of a global ocean database // Deep-Sea Res. 2010. № 57. P.812–834.
- Griffies S.M., Biastoch A., Boening C. et al. Coordinated Ocean-ice Reference Experiments (COREs) // Ocean Modelling. 2009. V. 26. P. 1–46. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2008.08.007>.
- Ingleby B., Huddleston M. Quality control of ocean temperature and salinity profiles — historical and real-time data // J Mar Syst. 2007. V. 65. P. 158–175
- Ivanov V.V., Gusev A., Diansky N., Sukhonos P. Modelled response of Arctic and North Atlantic thermohaline

- structure and circulation to the prolonged unidirectional atmospheric forcing over the Arctic Ocean // *Climate Dynamics*. 2024. <https://doi.org/10.1007/s00382-024-07239-6>
- Jacobs S.S. On the nature and significance of the Antarctic slope front // *Mar. Chem.* 1991. V. 35. P. 9–24.
- Jullion L., Naveira Garabato A.C., Bacon S., Meredith M.P., Brown P.J., Torres-Valdes S., Speer K.G., Holland P.R., Dong J., Bakker D., Hoppema M., Loose B., Venables H.J., Jenkins W.J., Messias M.-J., Fahrbach E. The contribution of the Weddell Gyre to the lower limb of the Global Overturning Circulation // *J. Geophys. Res. Oceans*. 2014. V. 119. P. 3357–3377. doi:10.1002/2013JC009725.
- Locarnini R.A., Whitworth T., Nowlin W.D. The importance of the Scotia Sea on the outflow of Weddell Sea Deep Water // *J. Mar. Res.* 1993. V. 51. P. 135–153.
- Lynn R.J., Reid J.L. Characteristics and circulation of deep and abyssal waters // *Deep-Sea Res.* 1968. V. 15. P. 577–598.
- Mantyla A.W., Reid J.L. Abyssal characteristics of the World Ocean waters // *Deep-Sea Res.* 1983. V. 30. № 8. P. 805–833. [https://doi.org/10.1016/0198-0149\(83\)90002-X](https://doi.org/10.1016/0198-0149(83)90002-X)
- Masson-Delmotte V., Zhai P., Pirani A. et al. The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC 6) // Cambridge University Press. 2021. P. 1–41.
- Maximenko N., Knudsen P., Centurioni L., Andersen O., Hafner J., Melnichenko O. New mean dynamic ocean topography derived from a synthesis of satellite altimeter, gravity, and scatterometer data and trajectories of Lagrangian drifters // *Ocean Surface Topography Science Team Meeting*. Konstanz, Germany. 2014.
- Meredith M.P., Locarnini R.A., van Scoy K.A., Watson A.J., Heywood K.J., King B.A. On the sources of Weddell gyre Antarctic bottom water // *J. Geophys. Res. Oceans*. 2000. V. 105. № 1. P. 1093–1104
- Meredith M.P., Naveira Garabato A.C., Gordon A.L., Johnson G.C. Evolution of the deep and bottom waters of the Scotia Sea, Southern Ocean, during 1995–2005 // *J. Climate*. 2008. V. 21. P. 3327–3343
- Meredith M.P., Naveira Garabato A.C., Stevens D.P., Heywood K.J., Sanders R.J. Deep and bottom waters in the Eastern Scotia Sea: rapid changes in properties and circulation // *J. Phys. Oceanogr.* 2001a. V. 31. № 8. P. 2157–2168.
- Meredith M.P., Watson A., van Scoy K.V. Chlorofluorocarbon-derived formation rates of the deep and bottom waters of the Weddell Sea // *J. Geophys. Res. Oceans*. 2001b. V. 106. № C2. P. 2899–2919.
- Morozov E.G., Frey D.I., Zuev O.A., Velarde M.G., Krechik V.A., Mukhametjanov R.Z. Hydraulically Controlled Bottom Flow in the Orkney Passage // *Water MDPI*. 2022. V. 14 № 19. 3088. <https://doi.org/10.3390/w14193088>
- Morozov E.G., Tarakanov R.Y., Frey D.I. Bottom Gravity Currents and Overflows in Deep Channels of the Atlantic // *Observations, Analysis, and Modeling*, Springer Nature. 2021. 483 p.
- Naveira Garabato A.C., Heywood K.J., Stevens D.P. Modification and pathways of Southern Ocean deep waters in the Scotia Sea // *Deep-Sea Res.* 2002a. № 49. P. 681–705.
- Naveira Garabato A.C., McDonagh E.L., Stevens D.P., Heywood K.J., Sanders R.J. On the export of Antarctic Bottom Water from the Weddell Sea // *Deep-Sea Research II*. 2002b. V. 49. P. 4715–4742
- Orsi A.H., Johnsson G.C., Bullister J.L. Circulation, mixing, and production of Antarctic bottom water // *Prog. Oceanogr.* 1999. V. 43. P. 55–109. [https://doi.org/10.1016/S0079-6611\(99\)00004-X](https://doi.org/10.1016/S0079-6611(99)00004-X)
- Orsi A.H., Whitworth T., Nowlin W.D. On the meridional extent and fronts of the Antarctic Circumpolar Current // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 1995. V. 42. № 5. P. 641–673. doi:10.1016/0967-0637(95)00021-w
- Reid J.L. On the total geostrophic circulation of the South Pacific Ocean: Flow patterns tracers and transports // *Progr. Oceanogr.* 1986. V. 16. P. 1–61.
- Rintoul S.R., Hughes, C.W., Olbers, D. Chapter 4.6 The antarctic circumpolar current system // *Ocean Circulation and Climate — Observing and Modelling the Global Ocean*. 2001. XXXVI. P. 271–302. doi:10.1016/s0074-6142(01)80124-8.
- Rio M.H., Mulet S., Picot N. Beyond GOCE for the ocean circulation estimate: synergetic use of altimetry, gravimetry, and in situ data provides new insight into geostrophic and Ekman currents // *Geophys. Res. Lett.* 2014. V. 41. P. 8918–8925. <https://doi.org/10.1002/2014GL061773>
- Ryan S., Schröder M., Huhn O., Timmermann R. On the warm inflow at the eastern boundary of the Weddell Gyre // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2016. V. 107. P. 70–81. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2015.11.002>
- Sarkisyan A.S., Sündermann J.E. Modelling Ocean Climate Variability // Berlin: Springer, 2009. 374 p.
- Schröder M., Fahrbach E. On the structure and the transport of the eastern Weddell Gyre // *Deep-Sea Res. Pt. II*. 1999. V. 46. P. 501–527. doi:10.1016/S0967-0645(98)00112-X.
- Silvano A., Purkey S., Gordon A.L., Castagno P., Stewart A.L., Rintoul S.R., et al. Observing Antarctic Bottom Water in the Southern Ocean // *Front. Mar. Sci.* 2023. V. 10. 1221701. <https://doi.org/10.3389/fmars.2023.1221701>
- Sokolov S., Rintoul S.R. Circumpolar structure and distribution of the Antarctic Circumpolar Current fronts:

1. Mean circumpolar paths // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114, C11018. <http://dx.doi.org/10.1029/2008JC005108>
- Speer K., Rintoul S.R., Sloyan B.* The diabatic Deacon cell // *Journal of Physical Oceanography*. 2000. V. 30. № 12. P. 3212–3222. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2000\)030<3212:tddc>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2000)030<3212:tddc>2.0.co;2)
- Stepanov V.N., Iovino D., Masina S., Storto A., Cipollone A.* Methods of calculation of the Atlantic meridional heat and volume transports from ocean models at 26.5°N // *J. Geophys. Res. Oceans*. 2016. V. 121. P. 1459–1475. <https://doi.org/10.1002/2015JC011007>
- Stocker T.F., Qin D., Plattner G.K. et al.* (eds.). IPCC: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I IPCC 5 // Cambridge University Press. 2013. 1535 p. <https://doi.org/10.1017/CBO9781107415324>.
- Stommel H., Arons A.B.* On the abyssal circulation of the World Oceans // *Deep-Sea Res.* 1960. V. 6. P. 140–154.
- Sverdrup H.U.* On vertical circulation in the ocean due to the action of the wind with application to conditions within the Antarctic Circumpolar Current // *Discovery Reports*. 1933. V. VII. P. 139–170.
- Thompson D.W.J., Solomon S.* Interpretation of recent Southern Hemisphere climate change // *Science*. 2002. V. 296. P. 895–899.
- Tsujino H., Urakawa S., Nakano H. et al.* JRA-55 based surface dataset for driving ocean – sea-ice models (JRA55-do) // *Ocean Modelling*. 2018. V. 130. P. 79–139. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2018.07.002>
- Voevodin V.I., Antonov A., Nikitenko D., Shvets P., Sobolev S., Sidorov I., Stefanov K., Voevodin V.I., Zhumatiy S.* Supercomputer Lomonosov-2: Large Scale, Deep Monitoring and Fine Analytics for the User Community // *Supercomputing Frontiers and Innovations*. 2019. V. 6. № 2. P. 4–11. doi:10.14529/jsfi190201
- Wüst G.* Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans, Das Bodenwasser und die Stratosphäre // In: A. Defant (Ed) Wissenschaftliche Ergebnisse, Deutsche Atlantische Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff “Meteor” 1925–1927. Walter de Gruyter & Co, Berlin. 1936. V. 6. № 1. 411 p.
- Zenk W., Morozov E.* Decadal warming of the coldest Antarctic Bottom Water flow through the Vema Channel // *Geophysical Research Letters*. 2007. V. 34. № 14. L14607.

VARIABILITY OF THE DOME OF TEMPERATURE OF THE WEDDELL SEA DEEP WATER DEPENDING ON THE INTENSITY OF THE CYCLONIC WIND FIELD

E. G. Morozov^{1,*}, V. V. Bagatinskaya^{2,3,4}, V. A. Bagatinsky^{1,2,3,4}, N. A. Diansky^{2,3,4}

¹*Shirshov Institute of Oceanology, RAS, Nakhimovsky pr., 36, 117218, Moscow, Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics. Leninskie Gory, 1, building 2, 119991, Moscow, Russia*

³*Zubov State Oceanographic Institute, Zubova, Kropotkinsky lane, 6, 119034, Moscow, Russia*

⁴*Marchuk Institute of Computational Mathematics, RAS, st. Gubkina, 8, 119333, Moscow, Russia*

*e-mail: egmorozov@mail.ru

Variations in the position of the dome of Weddell Sea Deep Water was studied based on the EN4 data on temperature and salinity for monthly mean conditions in February and August in 1993–2012 depending on the wind friction stress calculated according to the JRA55-do data. The dome itself is considered in the region 60–67° S and 10–25° W. The range of potential temperatures in the layer of Weddell Sea Deep Water is 0.02–0.2°C. Observed mean data of the dome of isotherms and isopycnals in February from 1993 to 2012 is formed as a sequence of the intensification of the thermohaline circulation in general and the wind circulation of water in the Weddell Sea. Under the influence of seasonal variability of the cyclonic nature and the intensity of the wind field, isotherms experience periodic rise and fall. The outflow of deep water from the Weddell Sea mainly occurs through the Orkney Passage over a transverse ridge of about 3600 m deep. Depending on the rise or fall of the isotherms in the area of this passage, warmer or colder Antarctic Bottom Waters enter the Scotia Sea.

Keywords: Weddell Sea, Deep water, Bottom water, seasonal variability, numerical model

УДК 551.506.5:551.501.45

СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ АТМОСФЕРНЫХ РЕАНАЛИЗОВ XX ВЕКА С РЕЗУЛЬТАТАМИ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ЭКСПЕДИЦИИ Г.Л. БРУСИЛОВА НА СУДНЕ «СВ. АННА» ВО ВРЕМЯ ВЫНУЖДЕННОГО ДРЕЙФА 1912–1914 ГГ.

© 2024 г. Р. И. Май^{a, b, *}, С. В. Цедрик^b, Е. О. Ермолов^c

^aКрыловский государственный научный центр, Московское шоссе, 44, Санкт-Петербург, 196158, Россия

^bСанкт-Петербургский государственный университет,
10 линия В.О., д. 33–35, Санкт-Петербург, 199178, Россия

^cФГБУ «Национальный парк «Русская Арктика», наб. Северной Двины, д. 36, Архангельск, 163069, Россия

*e-mail: rimay@mail.ru

Поступила в редакцию 18.03.2024 г.

После доработки 06.05.2024 г.

Принята к публикации 10.07.2024 г.

В статье приведены результаты сравнения атмосферных реанализов XX века ERA-20C и NOAA-CIRES-DOE 20th Century Reanalysis Version 3 с данными метеорологических наблюдений, выполненных в ходе вынужденного дрейфа шхуны «Св. Анна» в 1912–1914 гг в Арктике. Сравнивались синхронные временные ряды атмосферного давления, температуры воздуха, скорости и направления ветра с помощью корреляционного анализа и оценок средней и среднеквадратической ошибки. Сравнение данных о ветре проводилось с помощью специализированных методов анализа векторных рядов. Для всех метеорологических характеристик реанализ NOAA-CIRES-DOE 20th Century Reanalysis Version 3 показывает более высокие значения корреляции и наименьшие значения среднеквадратической ошибки. Минимальные значения средней ошибки для данных атмосферного давления и температуры воздуха показывает реанализ ERA-20C. Установлено, что между данными измерений ветра и ветром реанализов есть систематическое отклонение примерно 12–15°.

Ключевые слова: реанализы двадцатого века, верификация, «Святая Анна», корреляция векторов, среднеквадратическая ошибка векторов

DOI: 10.31857/S0002351524050103 **EDN:** HXQRKO

1. ВВЕДЕНИЕ

Шхуна «Св. Анна», совершавшая под руководством Г.Л. Брусилова промысловый рейс, в октябре 1912 г. оказалась в ледовом плену у побережья п-ва Ямал и совершила двухлетний вынужденный дрейф из Карского моря в Арктический бассейн. Оказавшись севернее Земли Франца-Иосифа, 14 апреля 1914 г. часть команды во главе со штурманом В.И. Альбановым решила по льду добраться до архипелага и ожидать там помощи. До Земли Франца-Иосифа из 11 добралось только два человека, где они случайно встретили экспедицию на судне «Св. Фока» и были спасены. Дальнейшая судьба судна «Св. Анны» и оставшегося на ней экипажа неизвестна до сих пор.

Выписка из вахтенного журнала, метеорологические наблюдения и результаты замеров глубин, выполненные во время дрейфа, которые удалось сохранить, были опубликованы отдельным изданием как приложение к журналу «Записки по гидрографии» [Брейтфус, 1914]. Несмотря на то, что экспедиция Г. Л. Брусилова не имела научных задач, а попутные измерения, выполненные в ходе вынужденного дрейфа, не считались идеальными даже по нормам начала прошлого века [Брейтфус, 1914], результаты анализа полученных данных позволили совершить ряд выдающихся научных открытий. По записям замеров глубин были получены важные сведения о рельефе дна Карского моря: в частности, был открыт глубоководный жёлоб Св. Анны [Визе, 1931].

В.Ю. Визе систематизировал гидрометеорологическую информацию из вахтенного журнала судна «Св. Анна» и сравнил ее с особенностями траектории дрейфа. По результатам такого анализа В.Ю. Визе предположил, что на широтах 78–80° с.ш. к востоку от траектории дрейфа «Св. Анна» находится неизвестная земля [Визе, 1924]. Впоследствии, в 1930 г специальная экспедиция на ледокольном пароходе «Георгий Седов», действительно обнаружила рядом с указанным районом землю, в дальнейшем получившую название Земля Визе или о. Визе. Открытие о. Визе стало, по-видимому, единственным успешным географическим открытием, совершенным на основе теоретического анализа гидрометеорологической информации.

Данные экспедиции Г.Л. Брусилова 1912–1914 гг. представляют научный интерес и сейчас. Метеорологические измерения могут быть использованы для косвенной оценки качества ретроспективного анализа (реанализа) метеорологических и ледовых полей начала XX века, выполненного с помощью численных моделей.

Атмосферные реанализы используются для задания вынуждающих сил в численных гидродинамических моделях океана, воспроизведения динамики льда, исследования характеристик погоды и климата, нахождения эмпирических зависимостей между параметрами атмосферы и других оболочек Земли. Как правило, атмосферные реанализы охватывают временной отрезок со второй половины XX века по настоящее время, т.е. отрезок времени, когда была развернута широкая сеть метеорологических станций. Такие реанализы сравниваются с современными независимыми измерениями, например: [Кулаков и др., 2013], [Jonassen, et al, 2019], [Демчев и др., 2020], [King, 2022].

В то же время существуют специальные атмосферные реанализы, охватывающие полностью XX век. По этим данным проводятся исследования изменения климата (например, [Latonin et al, 2021]). Информация из реанализов погоды XX века позволит восстановить гидрометеорологические условия, сопровождавшие русские арктические экспедиции 1912–1914 гг. (в том числе, рассчитать неизвестную траекторию дрейфа судна «Св. Анна» после апреля 1914 года), реконструировать погодные и ледовые условия катастроф в Арктике первой половины прошлого века.

Работ, посвященных верификации реанализов XX века в Арктике, по понятным причинам, нет. Дошедшие до нас записи вахтенного журнала судна «Св. Анна» позволяют по независимым данным оценить качество реанализов в полярных районах, где в то время не проводилось никаких метеорологических измерений.

Основная цель нашей статьи — сопоставить измерения метеорологических параметров, выполненных в ходе вынужденного дрейфа шхуны «Св. Анна», с данными реанализов XX века, и по результатам этого сравнения выбрать источники гидрометеорологической информации для воспроизведения дальнейшего дрейфа шхуны «Св. Анна», оценки условий ледового плавания начала XX века в морях европейского сектора Арктики. Сопутствующая цель данной работы — показать возможности сравнения векторных величин с помощью корреляции и расчета среднеквадратичной ошибки векторов.

2. МАТЕРИАЛЫ

2.1. Гидрометеорологическая информация из вахтенного журнала судна «Св. Анна»

На протяжении всего дрейфа на судне «Св. Анна» велся вахтенный журнал, куда записывалась метеорологическая информация. Полученные данные сохранились в документах, переданных штурманом В.И. Альбановым в Гидрографическое управление, и были опубликованы отдельной работой [Брейтфус, 1914].

Метеорологическая информация представляет собой результаты измерений атмосферного давления, скорости и направления ветра по трём срокам: 7:00, 13:00, 21:00 (до 1 ноября 1912 года измерения проводились в 6:00, 12:00, 20:00) за каждый день дрейфа. На каждые сутки давалась средняя температура воздуха. В ряде случаев для точки наблюдений определены координаты и измерена глубина моря. Согласно информации, опубликованной в работе [Брейтфус, 1914], для наблюдения за ветром использовался ручной анемометр, за атмосферным давлением — барометр-анероид. Измерения по барометрам проводились к 0°, температура прибора не наблюдалась. Температура воздуха измерялась по термометру со шкалой, разбитой по градусам Реомюра, сведений о положении его на судне и поправках не имеется. Ниже –35° по Реомюру (–43.75°C) температура не наблюдалась, так как ниже этого

значения шкала термометра разграфлена не была [Брейтфус, 1914].

В общей сложности за время дрейфа было проведено 1730 измерений атмосферного давления, 1667 измерений скорости и направления ветра, 579 измерений среднесуточной температуры воздуха, 108 полных определений координат судна, 316 промеров глубин (рис. 1). В вахтенном журнале, кроме указания произведённых работ, приводится общее качественное описание состояния погоды и окружающего ледяного покрова.

Вся гидрографическая и гидрометеорологическая информация, опубликованная в [Брей-

тфус, 1914], нами была оцифрована и занесена в электронную базу данных. Значения температуры переведены в градусы Цельсия, атмосферное давление — в гектопаскали, направление ветра переведено из указания румба в градусы.

2.2. Атмосферные реанализы XX века

NOAA-CIRES-DOE 20th Century Reanalysis Version 3

Реанализ NOAA-CIRES-DOE 20th Century Reanalysis Version 3 (далее NCD 20CR) охватывает отрезок времени с 01.01.1836 по 31.12.2015, предоставляя срочные, среднесуточные и сред-

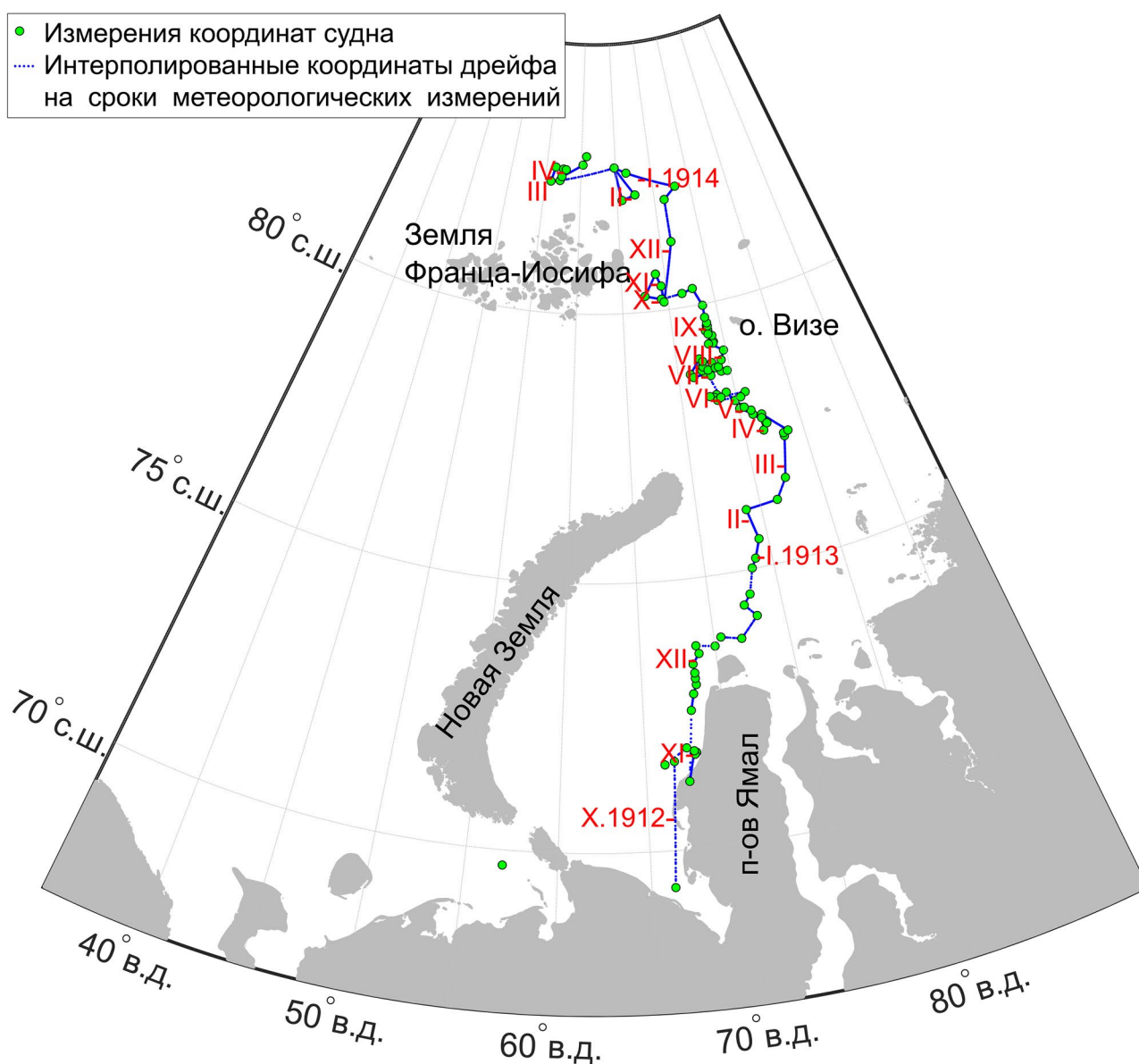


Рис. 1. Карта дрейфа шхуны «Св. Анна» в 1912–1914 гг.

немесячные данные, определяемые путём осреднения ансамбля из 80 реализаций. При создании реанализа использовались модели NCEP Global Forecast System (GFS) v14.0.1 с рядом корректировок и установкой граничных условий. В модели усваивалась информация об атмосферном давлении из проекта ISPD v. 4.7. (International Surface Pressure Databank). Пространственный шаг реанализа составляет 1° широты на 1° долготы глобальной сетки [Compo et al, 2011].

ERA-20C

Реанализ ERA-20C — продукт исследовательского проекта ERA-CLIM, основанный на реализации модели ECMWF Integrated Forecasting System (IFS) версии Cy38r1. Система IFS включает в себя модель общей циркуляции атмосферы, модель поверхности суши и термодинамическую модель льда. В данном реанализе усваиваются наблюдения за поверхностным атмосферным давлением и приповерхностными ветрами (базы данных ISPDv3.2.6 и ICOADSv2.5.1). Реанализ ERA-20C предоставляет срочные, а также синоптические, среднесуточные и среднесуточные данные на всём земном шаре с 1900 по 2010 годы. Пространственное разрешение реанализа составляет 1° по широте и долготе. Валидация реанализа

ERA-20C уже проводилась ранее, и её результаты приведены, в частности, в статье [Poli et al, 2016].

3. МЕТОДЫ СРАВНЕНИЯ ДАННЫХ

Каждому измерению метеорологических параметров с помощью пространственно-временной интерполяции координат положения судна присвоены широта и долгота. В этом случае предполагается, что судно дрейфует прямолинейно (но не равномерно за счет интерполяции во времени) между известными координатами. Для каждой полученной точки дрейфа линейно интерполировалась соответствующая метеорологическая информация из атмосферных реанализов. С помощью описанных процедур удалось получить синхронные векторные (ветер) и скалярные (атмосферное давление и среднесуточная температура воздуха) ряды измерений и атмосферных реанализов NCD 20CR и ERA-20C (рис. 2).

Как правило, в работах, посвященных верификации реанализов [Jonassen et al, 2019], [King, 2022], используются средняя ошибка (ME или bias), среднеквадратическая ошибка (root-mean-square error (RMSE)) и коэффициент корреляции. В работах [Кулаков и др., 2013] и [Демчев и др., 2020] вместо RMSE оценивалось среднеквадратическое отклонение разности измерений и данных

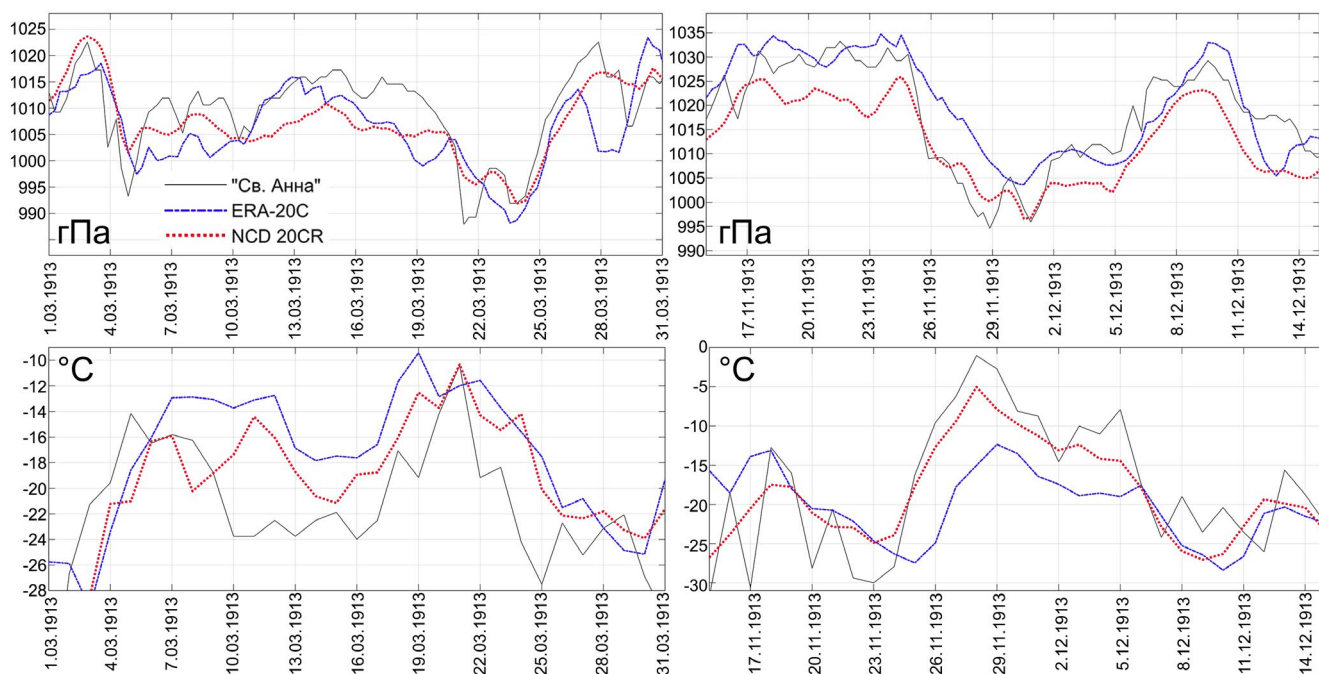


Рис. 2. Пример временных рядов атмосферного давления и температуры воздуха по судовым наблюдениям на шхуне «Св. Анна» и данным атмосферных реанализов NCD 20CR и ERA-20C.

реанализа. Мы также будем использовать перечисленные параметры: для сравнения скалярных рядов рассчитывался коэффициент парной корреляции и его значимость по критерию Стьюдента, средняя (ME) и среднеквадратическая ошибка (mean-square error (MSE)) или корень из MSE (RMSE). Указанные процедуры сопоставления скалярных величин являются стандартными и не требуют дополнительных разъяснений. Методы сравнения векторных временных рядов рассмотрим подробнее.

Корреляция векторов

Корреляция двух векторов $\vec{N} = [u_{\vec{N}}, v_{\vec{N}}]$ и $\vec{M} = [u_{\vec{M}}, v_{\vec{M}}]$, где u и v — проекции векторов на ортогональные оси, определяется по следующим формулам [Белышев, Клеванцов, Рожков, 1983], [Иванов, 2004]:

$$r_{\parallel} = \frac{I_1^{\vec{N}\vec{M}}}{\sqrt{I_1^{\vec{N}} I_1^{\vec{M}}}}, \quad (1)$$

$$r_{\perp} = \frac{J_1^{\vec{N}\vec{M}}}{\sqrt{I_1^{\vec{N}} I_1^{\vec{M}}}}, \quad (2)$$

где $r_{\parallel}$ — коллинеарный коэффициент корреляции, $r_{\perp}$ — ортогональный коэффициент корреляции, I_1 и J_1 — линейные инварианты тензоров дисперсии $D_{\vec{N}}$, $D_{\vec{M}}$, $D_{\vec{N}\vec{M}}$, равные сумме главной диагонали тензора и разности побочной диагонали тензора, соответственно.

$$D_{\vec{N}} = \begin{pmatrix} \text{cov}(u_{\vec{N}}, u_{\vec{N}}) & \text{cov}(u_{\vec{N}}, v_{\vec{N}}) \\ \text{cov}(v_{\vec{N}}, u_{\vec{N}}) & \text{cov}(v_{\vec{N}}, v_{\vec{N}}) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$D_{\vec{M}} = \begin{pmatrix} \text{cov}(u_{\vec{M}}, u_{\vec{M}}) & \text{cov}(u_{\vec{M}}, v_{\vec{M}}) \\ \text{cov}(v_{\vec{M}}, u_{\vec{M}}) & \text{cov}(v_{\vec{M}}, v_{\vec{M}}) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$D_{\vec{N}\vec{M}} = \begin{pmatrix} \text{cov}(u_{\vec{N}}, u_{\vec{M}}) & \text{cov}(u_{\vec{N}}, v_{\vec{M}}) \\ \text{cov}(v_{\vec{N}}, u_{\vec{M}}) & \text{cov}(v_{\vec{N}}, v_{\vec{M}}) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $\text{cov}(\)$ — ковариация соответствующих компонент векторов.

В работе [Иванов, 2004] введен дополнительный параметр μ , названный индикатором векторной корреляции:

$$\mu = \sqrt{r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2}. \quad (6)$$

Также введем параметр $\alpha_{\mu} = \arctg\left(\frac{r_{\perp}}{r_{\parallel}}\right)$, показывающий угол отклонения системы координат, при котором векторные ряды имели бы наибольший индикатор векторной корреляции [May, 2018]. То есть, если систему координат векторов $\vec{M}$ повернуть на угол α_{μ} вправо от оси u , то в этом случае коллинеарный коэффициент корреляции примет максимальные значения $r_{\parallel} = \mu$, а ортогональный коэффициент корреляции будет равен нулю ($r_{\perp} = 0$). На наш взгляд, использование пары коэффициентов μ и α_{μ} более удобно, нежели $r_{\parallel}$ и $r_{\perp}$. Коррелированные и синхронные по направлению векторные ряды должны иметь индикатор векторной корреляции μ , равный единице, и угол поворота системы координат α_{μ} , равный нулю.

Среднеквадратическая ошибка векторов (MSE)

Помимо корреляции необходимо также оценить степень расхождения векторных рядов по величине ($\vec{R} = \vec{N} - \vec{M} = [u_{\vec{R}}, v_{\vec{R}}]$, где $v_{\vec{R}} = v_{\vec{N}} - v_{\vec{M}}$, $u_{\vec{R}} = u_{\vec{N}} - u_{\vec{M}}$). Для векторных процессов среднеквадратическая ошибка ($MSE = \frac{\sum \vec{R}^2}{L}$, где L — длина ряда) будет представлять собой комбинацию квадрата математического ожидания $m_{\vec{R}}$ и дисперсии $D_{\vec{R}}$ расхождения «верифицируемых» и «истинных» векторных рядов ($\vec{R}$). Вектор математического ожидания $m_{\vec{R}}$ будет показывать систематическую ошибку, а эллипс дисперсии $D_{\vec{R}}$ будет описывать случайную ошибку. Вектор $m_{\vec{R}}$ можно представить в виде модуля M_{ME} и направления D_{ME} .

Дисперсия векторного ряда ($D_{\vec{R}}$) определяется симметричным диадным тензором, у которого в матричной форме записи на главной диагонали стоят дисперсии проекций вектора ($\text{cov}(u_{\vec{R}}, u_{\vec{R}})$, $\text{cov}(v_{\vec{R}}, v_{\vec{R}})$), а в верхнем и нижнем углах расположены ковариации ($\text{cov}(u_{\vec{R}}, v_{\vec{R}})$, $\text{cov}(v_{\vec{R}}, u_{\vec{R}})$) между компонентами дрейфа:

$$D_{\vec{R}} = \begin{pmatrix} \text{cov}(u_{\vec{R}}, u_{\vec{R}}) & \text{cov}(u_{\vec{R}}, v_{\vec{R}}) \\ \text{cov}(v_{\vec{R}}, u_{\vec{R}}) & \text{cov}(v_{\vec{R}}, v_{\vec{R}}) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Причем, ориентация вектора $m_{\vec{R}}$, ориентация и сжатие эллипса $D_{\vec{R}}$ говорят об особенностях различий «верифицируемых» и «истинных» векторов. Удобно дисперсию векторных процессов описывать через инварианты тензора дисперсии, которые соответствуют параметрам эллипса — величины полуосей эллипса дисперсии:

$\lambda_{1,2} = \frac{I_1 \pm \sqrt{I_1^2 - 4 \cdot \det D_{\vec{R}}}}{2}$, где I_1 — сумма главной диагонали тензора $D_{\vec{R}}$ и $\det D_{\vec{R}}$ — определитель матрицы тензора дисперсии. Направление большой оси эллипса дисперсии $\pm$ определяется из соотношения

$$\tan(2\alpha) = \frac{\text{cov}(v_{\vec{R}}, u_{\vec{R}}) + \text{cov}(u_{\vec{R}}, v_{\vec{R}})}{\text{cov}(v_{\vec{R}}, v_{\vec{R}}) - \text{cov}(u_{\vec{R}}, u_{\vec{R}})} \quad (8)$$

Идеально совпадающие векторные ряды имеют модуль вектора систематической ошибки $m_{\vec{R}}$, равный нулю, и эллипс случайной ошибки $D_{\vec{R}}$ со значениями осей, стремящимися к нулю.

Программная реализация на языке программирования MatLab описанных выше методов оценок векторной корреляции и среднеквадратических отклонений доступна по адресам: https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/67326-rm_vec2cor <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/68275-the-vector-rmse>

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Коэффициенты корреляции между рядом атмосферного давления, измеренного в ходе дрейфа шхуны «Св. Анны», и соответствующими ему рядами данных реанализов составляют 0.61 для ERA-20C, и 0.85 для NCD 20CR. Эти коэффициенты корреляции получены для рядов, длиной 1730 значений, координаты которых получены интерполированием 108 пар широт и долгот, определённых на судне. При рассмотрении данных, соответствующих непосредственно измеренным координатам (108 значений), коэффициенты корреляции равны 0.63 и 0.86 для реанализов ERA-20C и NCD 20CR, соответственно. Допущение о прямолинейности траектории дрейфа между точками измерения координат судна незначительно влияет на результаты сравнения измеренных и моделируемых метеорологических параметров. Далее для верификации атмосферных реанализов использовались интерполированные координаты положения судна.

Чтобы исключить влияние сезонного хода на значение коэффициента корреляции временные ряды атмосферного давления и температуры воздуха разбивались на трёхмесячные отрезки, как это было сделано в работе [Кулаков и др, 2013]. Для удобства интерпретации трехмесячные отрезки соответствовали календарным сезонам. Все значения корреляции в табл. 1 и 2 статистически значимы.

Средняя ошибка (МЕ) атмосферного давления для всех временных отрезков меньше для европейского реанализа ERA-20C (значения МЕ лежат в пределах от -0.6 до 0.8 гПа), в то время, как средняя ошибка реанализа NCD 20CR всегда положительна (меняется в пределах от 0.7 гПа до 5.5 гПа). Примерно такой же порядок значений систематического отклонения можно отметить, сравнивая данные атмосферного давления реанализов NCD 20CR и ERA-20C.

Среднеквадратическая ошибка (RMSE) атмосферного давления меньше в информации реанализа NCD 20CR: она лежит в пределах от 6.6 до 9.2 гПа для различных сезонов, в то время, как среднеквадратическое расхождение между данными реанализа ERA-20C и наблюдениями экспедиции Брусилова превышает 8.2 гПа, достигая наибольших значений весной (12.5 гПа). Разброс данных об атмосферном давлении из реанализов относительно друг друга меньше, чем расхождение информации каждого из них с измерениями давления в 1912–1914 гг.

Как видно из табл. 1, коэффициент корреляции между измеренными рядами атмосферного давления и данными реанализа NOAA-CIRES-DOE 20th Century Reanalysis Version 3 для всех сезонов превышает значение 0.81, достигая максимума в осенний сезон ($r = 0.90$). В то время как корреляционная связь между измерениями и информацией реанализа ERA-20C составляет всего 0.5 для весны и лета и не превышает значения 0.69 зимой и осенью. Примечательно, что коэффициенты корреляции изменения атмосферного давления двух реанализов для указанных сезонов лежат в пределах 0.60–0.81. То есть атмосферное давление, измеренное на судне «Св. Анна», показывает более тесную связь с NCD 20CR, чем связь двух реанализов.

В табл. 2 приведены результаты сравнения среднесуточной температуры, измеренной в ходе

Таблица 1. Сравнение атмосферного давления, измеренного во время дрейфа шхуны «Св. Анна», с данными атмосферных реанализов NCD 20CR и ERA-20C

Временной отрезок	Длина ряда	NCD 20CR – измерения ME / RMSE (r)	ERA-20C – измерения ME / RMSE (r)	ERA-20C – NCD 20CR ME / RMSE (r)	СКО измерений гПа
Все данные	1730	2.8 / 7.7 (0.85)	0.1 / 11 (0.61)	2.7 / 8.2 (0.74)	13.2
Лето	276	3.5 / 6.5 (0.81)	0.5 / 8.2 (0.53)	3.0 / 6.8 (0.60)	9.1
Осень	481	5.5 / 9.2 (0.90)	0.8 / 11.3 (0.69)	4.7 / 8.9 (0.79)	15.6
Зима	539	1.7 / 7.6 (0.85)	–0.6 / 10.7 (0.64)	2.3 / 7.0 (0.81)	13.6
Весна	434	0.7 / 6.6 (0.82)	–0.1 / 12.5 (0.49)	0.8 / 9.3 (0.70)	11.6

дрейфа шхуны «Св. Анна», и воспроизведенных атмосферными реанализами XX века.

Средняя ошибка (ME) температуры воздуха в разные сезоны меняется в пределах от -2.1 до $+1.9$ °C для реанализа NCD 20CR и от 0 до $+1.6$ °C для реанализа ERA-20C. RMSE среднесуточной температуры реанализа NCD 20CR в разные сезоны меняется от 2.8 до 6.3 °C, что на $1-2$ °C меньше аналогичного параметра реанализа ERA-20C (2.6 и 8.1 °C). Оценки расхождения температуры воздуха реанализов относительно друг друга находятся в диапазоне от -2.7 до 0.3 °C для систематической ошибки (ME) и от 0.9 до 4.9 °C для среднеквадратической ошибки (RMSE).

Анализ корреляционных связей временных рядов изменения среднесуточной температуры показал, что наилучшее совпадение наблюдается между измеренными данными на судне и реанализом NCD 20CR (коэффициент корреляции меняется от 0.63 до 0.90, в зависимости от рассматриваемого сезона). Наименьшее значение коэффициентов корреляции между измеренной температурой и данными реанализа отмечается у ERA-20C: от 0.54 летом до 0.76 для календарной осени. При этом взаимная корреляция рядов

температуры двух реанализов для разных сезонов меняется в пределах от 0.77 до 0.88.

В табл. 1 и 2, помимо средней ошибки, среднеквадратической ошибки, коэффициентов корреляции показаны значения среднеквадратического отклонения (СКО) рядов наблюдений за атмосферным давлением и среднесуточной температурой воздуха, измеренных на судне «Св. Анна». Отношение СКО и RMSE можно представить в виде допустимой ошибки прогноза. Согласно [Наставление, 2011], для краткосрочных и среднесрочных (заблаговременность до 15 сут) прогнозов за критерий допустимой ошибки принимается величина, равная $0.674 \times \text{СКО}$; для долгосрочных прогнозов (заблаговременность от 15 сут до 6 мес) — $0.8 \times \text{СКО}$; для сверхдолгосрочных прогнозов (заблаговременность свыше 6 мес.) принимается величина, равная СКО.

Как видно из табл. 1 и 2, значение RMSE температуры воздуха двух рассматриваемых реанализов меньше допустимой погрешности, определенной для краткосрочного прогноза ($\text{RMSE} < 0.674 \times \text{СКО}$) для всех сезонов, за исключением летнего. Для летнего сезона отношение RMSE и СКО атмосферного давления реанализа NCD 20CR соответствует значениям,

Таблица 2. Сравнение температуры воздуха, измеренной во время дрейфа шхуны «Св. Анна», с данными атмосферных реанализов NCD 20CR и ERA-20C

Временной отрезок	Длина ряда	NCD 20CR – измерения ME / RMSE (r)	ERA-20C – измерения ME / RMSE (r)	ERA-20C – NCD 20CR ME / RMSE (r)	СКО измерений °C
Все данные	579	–0.7 / 5.2 (0.93)	0.8 / 6.9 (0.87)	–1.5 / 4.5 (0.94)	13.8
Лето	92	1.9 / 2.8 (0.63)	1.6 / 2.6 (0.54)	0.3 / 0.9 (0.77)	2.4
Осень	163	–2.1 / 5.1 (0.89)	0.6 / 6.5 (0.76)	–2.7 / 5.4 (0.84)	9.9
Зима	180	–1.5 / 6.3 (0.84)	0.0 / 8.1 (0.63)	–1.6 / 4.3 (0.79)	10.3
Весна	144	0.3 / 4.9 (0.90)	1.5 / 7.6 (0.75)	–1.3 / 4.9 (0.88)	10.9

удовлетворяющим качеству долгосрочных метеорологических прогнозов, погрешность этого реанализа для остальных сезонов соответствует требуемой точности, установленной для краткосрочных прогнозов. RMSE атмосферного давления реанализа ERA-20С только для осени и зимы соответствует допустимой погрешности долгосрочных прогнозов ($RMSE < 0.8 \times \text{СКО}$), для остальных сезонов RMSE атмосферного давления реанализа ERA-20С больше СКО, что даже не отвечает условиям допустимой погрешности сверхдолгосрочных прогнозов.

Индикатор векторной корреляции (μ) между измерениями на судне «Св. Анна» и реанализом NCD 20CR равен 0.63 для временных рядов без разделения на сезоны. Корреляция между наблюдениями за ветром с информацией реанализа ERA-20С существенно ниже: $\mu = 0.39$ При этом информация о ветре обоих реанализов коррелирует между собой с индикатором корреляции, равным 0.62, что сопоставимо со значениями индикатора векторной корреляции между измерениями на судне и данными реанализа NCD 20CR (табл. 3).

Примечательно, что угол отклонения системы координат α_μ , который обеспечивает максимальное значение коллинеарного коэффициента корреляции ($r_\parallel = \mu$), меняется в пределах от 6° до 25° , в среднем, 12° (примерно, один румб) при сравнении судовых наблюдений за ветром с данными любого из рассматриваемых реанализов. Параметр α_μ минимален при сравнении реанали-

зов NCD 20CR и ERA-20С между собой (табл. 3). Магнитное склонение, рассчитанное по модели IGRF (International Geomagnetic Reference Field Model), вдоль траектории дрейфа шхуны «Св. Анна» меняется в диапазоне $18\text{--}32^\circ$, следовательно, полученные значения α_μ нельзя полностью объяснить неучтенным магнитным склонением при проведении наблюдений за ветром.

Вектор систематической ошибки (M_{ME} , D_{ME}) и параметры эллипса случайной ошибки ($\sqrt{\lambda_1}$, $k_e = \frac{\sqrt{\lambda_2}}{\sqrt{\lambda_1}}$) информации о ветре из реанализов NCD 20CR и ERA-20С представлены в табл. 3. Как видно из табл. 3, минимальная систематическая ошибка ($M_{ME} = 0.30$ м/с) отклонения ветра реанализа от измеренного на судне отмечается у реанализа NCD 20CR, аналогичный параметр реанализа ERA-20С составляет 0.79 м/с.

При разделении массива данных о ветре на сезоны можно увидеть, что систематическая ошибка векторов ветра, представленная реанализом ERA-20С, имеет значение 0.36 м/с летом. Это единственный показатель сравнения векторов ветра, по которому реанализ ERA-20С превзошел реанализ NCD 20CR, также это единственный случай, когда критерий верификации реанализа в теплый отрезок времени оказался лучше, чем в остальные сезоны. Отметим, что систематическое расхождение векторов ветра, измеренных на шхуне «Св. Анна», и данных реанализа NCD 20CR меньше, чем систематические расхождения векторов ветра двух реанализов. Случайная ошиб-

Таблица 3. Параметры средней и среднеквадратической ошибки векторов и корреляция векторов ветра, измеренного во время дрейфа шхуны «Св. Анна», и данных атмосферных реанализов NCD 20CR и ERA-20С. M_{ME} , D_{ME} – модуль (м/с) и направление ($^\circ$) систематической ошибки векторов, $\sqrt{\lambda_1}$ – величина (м/с) большой оси эллипса случайной ошибки векторов, k_e – коэффициент сжатия эллипса случайной ошибки векторов $k_e = \frac{\sqrt{\lambda_2}}{\sqrt{\lambda_1}}$, μ – индикатор векторной корреляции, α_μ – угол поворота системы координат, при котором $\mu = r_\parallel$, $r_\perp = 0$

Временной отрезок	Длина ряда	NCD 20CR – измерения			ERA-20С – измерения			ERA-20С – NCD 20CR		
		RMSE		μ / α_μ	RMSE		μ / α_μ	RMSE		μ / α_μ
		M_{ME} / D_{ME}	$\sqrt{\lambda_1} / k_e$		M_{ME} / D_{ME}	$\sqrt{\lambda_1} / k_e$		M_{ME} / D_{ME}	$\sqrt{\lambda_1} / k_e$	
Все данные	1667	0.30 / 31	2.81 / 0.94	0.63 / 12	0.79 / 120	4.35 / 0.96	0.39 / 12	0.84 / 141	3.38 / 0.98	0.62 / 1
Лето	276	0.60 / –40	2.67 / 0.94	0.59 / 11	0.36 / –142	4.08 / 0.96	0.30/25	0.76 / 168	3.09 / 0.88	0.55 / 1
Осень	434	0.48 / 158	3.21 / 0.88	0.65 / 19	1.21 / 154	4.55 / 0.92	0.43 / 6	0.73 / 151	3.74 / 0.82	0.66 / –5
Зима	532	0.60 / 34	2.51 / 0.96	0.67 / 11	1.06 / 95	4.20 / 0.90	0.44 / 20	0.92 / 129	3.38 / 0.90	0.63 / 4
Весна	425	0.60 / 25	3.01 / 0.82	0.58 / 8	0.96 / 99	4.84 / 0.89	0.29 / 11	0.99 / 135	3.75 / 0.94	0.54 / 7

ка векторов представляет собой эллипс, характеризующийся длинами и ориентациями большой и малой осей. В табл. 3 показаны величина большой оси эллипса и коэффициент сжатия эллипса (отношение малой и большой осей эллипса). Как видно из таблицы, коэффициент сжатия эллипса случайной ошибки всегда больше 0,8, а значит, эллипс близок к окружности. По этой причине в работе не приведены азимуты ориентации осей эллипса.

Из табл. 3 видно, что данные реанализа NCD 20CR лучше совпадают с измерениями ветра на судне: большая ось случайной ошибки реанализа NCD 20CR всегда меньше 3,2 м/с, в то время как аналогичный параметр для данных реанализа ERA-20C всегда превышает 4 м/с. Эллипс случайной ошибки ветра реанализа ERA-20C в среднем в 1,5 раза превышает размеры эллипса ошибки реанализа NCD 20CR.

Для выявления закономерностей изменения во времени и пространстве степени соответствия данных наблюдений и реанализа был проведен

скользящий анализ с шириной окна 90 суток. Результаты анализа показаны на рисунке 3, где помимо значений ошибок и значений коэффициентов корреляции показаны области 95% доверительного интервала для каждой из оценок. Так как дрейф шхуны «Св. Анна» проходил преимущественно в северном направлении, то на рисунке 3 в качестве указателя пройденного расстояния размещена дополнительная информация о широте нахождения шхуны «Св. Анна» в соответствующий момент времени.

Рис. 3 в основном подтверждает оценки, представленные в табл. 1–3 для отдельных сезонов: для всех метеорологических параметров коэффициент корреляции максимален между измерениями и данными реанализа NCD 20CR, среднеквадратическая ошибка минимальна также у реанализа NCD 20CR, средняя ошибка рядов атмосферного давления минимальна у реанализа ERA-20C. Средняя ошибка температуры воздуха реанализа NCD 20CR меньше средней ошибки реанализа ERA-20C на отрезке дрейфа судна до

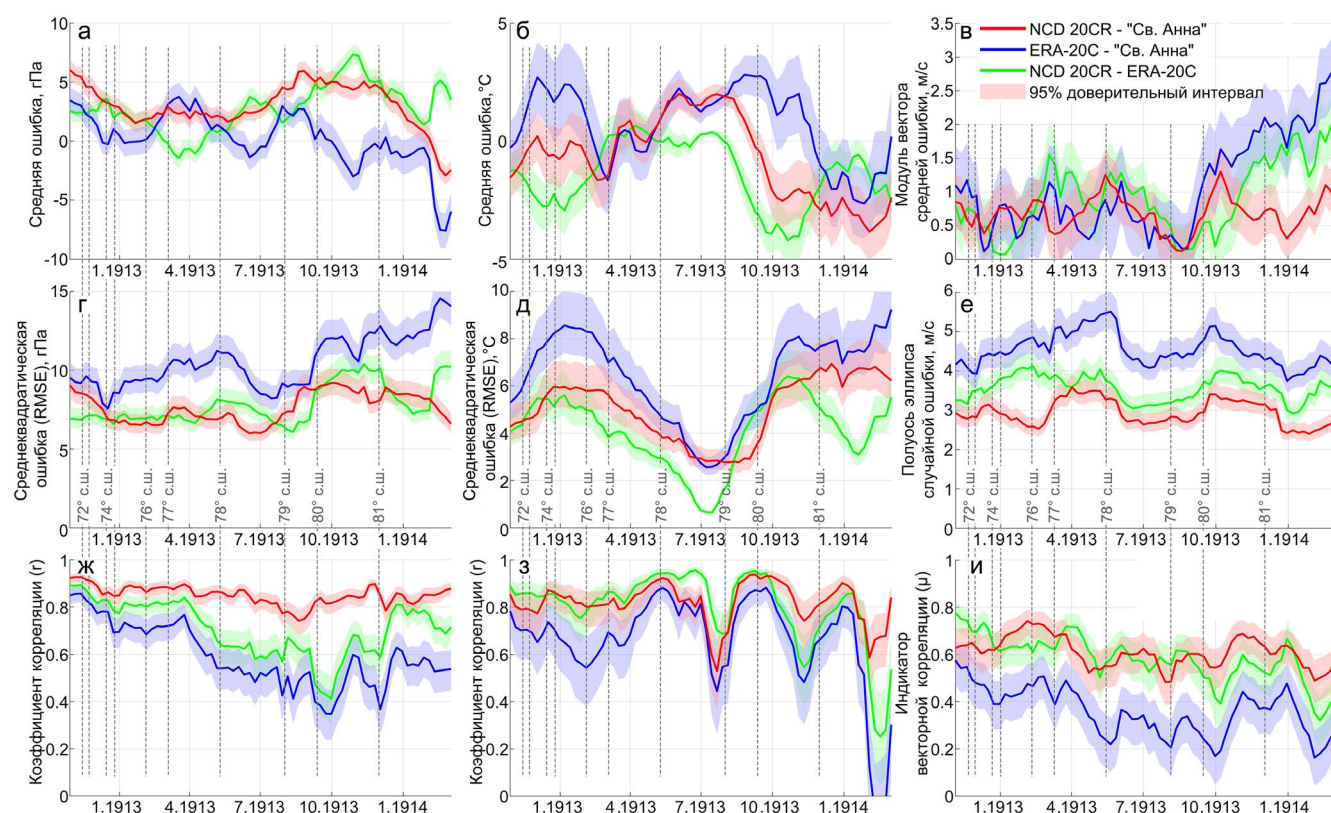


Рис. 3. Средняя ошибка (а–в), среднеквадратическая ошибка (г–е) и коэффициент корреляции (ж–и) временных рядов атмосферного давления (а, г, ж), температуры воздуха (б, д, з) и ветра (в, е, и) по судовым наблюдениям на шхуне «Св. Анна» и данным атмосферных реанализов.

широты 76° с.ш., затем до широты 81° с.ш. оба реанализа показывают сопоставимые значения средней ошибки, севернее 81° с.ш. абсолютное значение систематической ошибки реанализа ERA-20C несколько меньше. Южнее 80° с.ш. значения модуля вектора средней ошибки у обоих реанализов примерно одинаковы, севернее этой широты средняя ошибка ветра реанализа ERA-20C существенно увеличивается. Коэффициент корреляции между рядами измеренной температуры воздуха и данных обоих реанализов уменьшается в июле 1913 г., в летний временной отрезок отмечается уменьшение значения среднеквадратической ошибки (рис. 3).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исторические данные экспедиционных исследований в арктическом регионе могут быть полезны для исследования изменения климата, реконструирования гидрометеорологической обстановки прошлого, верификации атмосферных и океанских реанализов. Например, оцифрованная информация судового журнала шхуны «Св. Анна» (1912–1914 гг.) позволила нам оценить качество современных атмосферных реанализов XX века NCD 20CR и ERA-20C в акваториях Карского моря и европейского сектора Арктики. С помощью корреляционного анализа и расчета средней и среднеквадратической ошибки сравнивались атмосферное давление, среднесуточная температура и параметры ветра. Для сравнения информации о ветре необходимо использовать специализированные методы сравнения векторных рядов: корреляция векторов, среднеквадратическая ошибка векторов, которые более корректны по сравнению с подходом «вектор как скаляр» (статистический анализ модуля скорости ветра, направления ветра).

Представленные в статье результаты сравнения рядов наблюдений за метеорологическими параметрами во время вынужденного дрейфа экспедиции Л.Г. Брусилова на шхуне «Св. Анна» с информацией атмосферных реанализов XX века NCD 20CR и ERA-20C показали, что для температуры воздуха минимальное среднее отклонение отмечается у реанализа ERA-20C, среднеквадратическая ошибка обоих реанализов примерно одинаковая, но при этом, коэффициент корреляции изменения температуры воздуха выше у реанализа NCD 20CR. Данные атмосферного давления реанализа

NCD 20CR показывают положительную систематическую ошибку: 2–3 гПа, при средней ошибке реанализа ERA-20C, близкой к нулю. Остальные параметры (среднеквадратическая ошибка, коэффициент парной корреляции) указывают на то, что изменения атмосферного давления, измеренные в ходе дрейфа шхуны «Св. Анна», лучше воспроизводятся в результатах реанализа NCD 20CR. Все характеристики сравнения векторных рядов указывают на то, что данные реанализа NCD 20CR о ветре лучше совпадают с измеренными данными. Кроме того установлено, что между наблюдениями за ветром и данными обоих реанализов существует систематическое расхождение направлений ветров, оцененное нами в 12–15°.

Теснота связи данных реанализов NCD 20CR и ERA-20C между собой сопоставима с теснотой связи каждого из реанализов с рядами измерений экспедиции Л.Г. Брусилова. Это косвенно свидетельствует о том, что измерения, выполненные более чем 110 лет назад несовершенными приборами в критических для жизни человека условиях, отражают реальную гидрометеорологическую обстановку.

Показавший наилучшее совпадение с данными судовых метеорологических наблюдений за ветром реанализ NCD 20CR мы выбрали для ретроспективного анализа теоретического открытия о. Визе и восстановления предполагаемой судьбы шхуны «Св. Анна». Наши предварительные результаты моделирования дальнейшего дрейфа шхуны «Св. Анна», основанного на теории чисто ветрового дрейфа ледяного покрова, показали, что вопреки ожиданиям, шхуну в 1914 г. не вынесло в пролив Фрама. Ее траектория дрейфа описала дугу, и к лету 1915 г. «Св. Анна» опять приблизилась к Земле Франца-Иосифа [Tsedrik, 2023].

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-19-00039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бельшев А.П., Клеванцов Ю.П., Рожков В.А. Вероятностный анализ морских течений. Л.: Гидрометеоиздат, 1983, 264 с.
- Брейтфус Л. Полярная экспедиция лейтенанта Г. Л. Брусилова на шхуне «Св. Анна». Петроград: Записки по гидрографии. Приложение к 4 Вып XXXVIII, 1914, 78 с.

- Визе В.Ю. К вопросу об островах в северной части Карского моря // Исследования морей СССР. Вып. 14. 1931. С. 155–169.
- Визе В.Ю. О поверхностных течениях в Карском море // Изв. Центр. Гидрометеорологического бюро. 1924. Вып. 3. С. 86–101.
- Демчев Д.М., Кулаков М.Ю., Макштас А.П., Махотина И.А., Фильчук К.В., Фролов И.Е. Верификация данных реанализов ERA-Interim и ERA5 о приповерхностной температуре воздуха в Арктике // Метеорология и гидрология. 2020. № 11. С. 36–46.
- Иванов Н.Е. О характеристиках корреляции скоростей ветра, морских течений и дрейфа льда // Метеорология и гидрология. 2004. № 8. С. 61–73.
- Кулаков М.Ю., Макштас А.П., Шутилин С.В. Верификация данных реанализа NCEP/NCAR по результатам наблюдений на дрейфующих станциях «Северный полюс» // Проблемы Арктики и Антарктики. 2013. № 1(95). С. 88–96.
- Наставление по службе прогнозов. Раздел 3. Часть III. Служба морских гидрологических прогнозов. (РД 52.27.759) М., Гидрометцентр России, 2011. 66 с.
- Compo G.P., Whitaker J.S., Sardeshmukh P.D., Matsui N., Allan R.J., Yin X., Gleason B.E., Vose R.S., Rutledge G., Bessemoulin P., Brönnimann S., Brunet M., Crouthamel R.I., Grant A.N., Groisman P.Y., Jones P.D., Kruk M., Kruger A.C., Marshall G.J., Maugeri M., Mok H.Y., Nordli Ø., Ross T.F., Trigo R.M., Wang X., Woodruff S.D., Worley S.J. The Twentieth Century Reanalysis Project // Q. J. Roy. Meteorol. Soc. 2011. V. 137. P. 1–28.
- Ivanov N.E., Demchev D.M., Nesterov A.V. Application of A.M. Obukhov's theory of correlation of vectors for scientific research and engineering calculations of ice drift in the Arctic Ocean // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. V. 1040. 012024. 2020. P. 1–12. doi:10.1088/1755-1315/1040/1/012024
- Jonassen M.O., Valisuo I., Vihma T., Uotila P., Makshatas A.P., Launiainen J. Assessment of atmospheric reanalyses with independent observations in the Weddell Sea, the Antarctic // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. V. 124. 2019. P. 12468–12484. doi: 10.1029/2019JD030897.
- King J., Marshall G., Colwell S., Arndt S., Allen-Sader C., Phillips T. The performance of the ERA-Interim and ERA5 atmospheric reanalyses over Weddell Sea pack ice // Journal of Geophysical Research: Oceans. V. 127. 2022. P. 1–12. doi:10.1029/2022JC018805.
- Latoni M.M., Bashmachnikov I.L., Bobylev L.P., Davy R. Multi-model ensemble mean of global climate models fails to reproduce early twentieth century Arctic warming. // Polar Science. 2021. V. 30. 100677. doi.org/10.1016/j.polar.2021.100677.
- May R.I. Verification of sea ice drift data obtained from remote sensing information // Proceedings of International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS). 2018. P. 7344–7347, doi: 10.1109/IGARSS.2018.8517650.
- Poli P., Hersbach H., Dee D.P., Berrisford P., Simmons A.J., Vitart F., Laloyaux P., Tan D.G.H., Peubey C., Thepaut J., Tremolet Y., Holm E.V., Bonavita M., Isaksen I., Fisher M. ERA-20C: An Atmospheric Reanalysis of the Twentieth Century // Journal of Climate. V. 29(11). 2016. P. 4083–4097.
- Tsedrik S.V. Model of the schooner «Saint Anna» drift with the usage of NOAA-CIRES-DOE 20CR and ERA-20C reanalyses. // Complex Investigation of the World Ocean (CIWO-2023). Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Springer, Cham. 2023. https://doi.org/10.1007/978-3-031-47851-2_20

COMPARISON OF ATMOSPHERIC REANALYSIS OF THE XX CENTURY WITH THE METEOROLOGICAL OBSERVATIONS OF THE EXPEDITION OF G.L. BRUSILOV ON THE SHIP «ST. ANNA» DURING THE FORCED DRIFT OF 1912–1914

R. I. May^{1, 2, *}, S. V. Tsedrik², E. O. Ermolov³

¹Krylov State Research Center, Moskovskoe shosse, 44, St. Petersburg, 196158, Russia

²St. Petersburg State University, 10 line V.O., 33–35, St. Petersburg, 199178, Russia

³FSBI «Russian Arctic National Park», emb. Northern Dviny, 36, Arkhangelsk, 163069, Russia

*e-mail: rimay@mail.ru

The paper presents the results of a comparison of the atmospheric reanalysis of the 20th century ERA-20C and NOAA-CIRES-DOE 20th Century Reanalysis with the data of meteorological observations made during the forced drift of the schooner «St. Anna» in 1912–1914 in the Arctic. Synchronous time series of atmospheric pressure, air temperature and wind were compared using correlation analysis and estimates of mean error (bias) and root-mean-square error (RMSE). To compare wind data, specialized techniques for comparing vector series were used. For all meteorological characteristics, the NOAA-CIRES-DOE 20 version 3 reanalysis shows the highest values of correlation and the lowest RMSE values. The minimum mean error values for atmospheric pressure and air temperature data are shown by the ERA-20C reanalysis. It has been established that there is a systematic deviation of approximately 12–15° between the wind measurement data and the reanalysis wind.

Keywords: twentieth century reanalyses, verification, «Saint Anna», vector correlation, root-mean-square error