

ISSN 0002-3515

Том 59, Номер 4

Июль - Август 2023



ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА

www.sciencejournals.ru

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



СОДЕРЖАНИЕ

Том 59, номер 4, 2023

Волны Россби и аномалии зональных потоков в аналогах ячеек Хэдли и Ферреля общей циркуляции атмосферы: модель и эксперименты <i>А. Е. Гледзер, Е. Б. Гледзер, А. А. Хапаев, О. Г. Чхетиани</i>	375
Аналитические модели взаимодействия конвекции с задерживающими слоями в атмосфере <i>Л. Х. Ингель</i>	391
Изменения связанного с атмосферными циклонами приземного ветра во внетропических широтах Северного полушария в последние десятилетия <i>М. Г. Акперов, И. И. Мохов</i>	398
Использование сезонных гидродинамических прогнозов модели INM-CM5 для оценки сроков начала пыления березы <i>С. В. Емелина, В. М. Хан, В. А. Семенов, В. В. Воробьева, М. А. Тарасевич, Е. М. Володин</i>	407
Аналитическая модель генерации завихренности, обусловленной неоднородным трением на подстилающей поверхности <i>Л. Х. Ингель, А. А. Макоско</i>	417
Водяные смерчи в России и в мире: климатология и условия возникновения <i>О. В. Калмыкова</i>	421
Изменения содержания кислорода в городском воздухе под воздействием природных и антропогенных факторов <i>А. С. Гинзбург, А. А. Виноградова, Е. А. Лезина, М. А. Помелова</i>	437
Анализ природы повышенных содержаний диоксида серы в приземном воздухе северной части Финляндии при помощи спутникового мониторинга и математического моделирования <i>Е. Д. Дрюкова, Г. М. Неробелов, М. С. Седеева, А. В. Киселев, А. Г. Махура, В. И. Горный</i>	450
Влияние глобального потепления на атмосферное время жизни нечетного кислорода <i>И. К. Ларин</i>	461
О влиянии атмосферных ионов на образование аэрозоля в тропосфере: численное моделирование <i>А. Е. Алоян, А. Н. Ермаков, В. О. Арутюнян</i>	467
Сопоставление спутниковых и наземных измерений содержания озона в слое тропосферы в окрестностях Санкт-Петербурга <i>Я. А. Виролайнен, Г. М. Неробелов, А. В. Поляков</i>	474
Критерий применимости теории длинных волн для описания диспергирующих волн цунами <i>М. А. Носов, А. И. Зарубина</i>	485
Внутренние волны в районе пролива Акселя острова Западный Шпицберген <i>Е. Г. Морозов, С. В. Писарев</i>	497
Соотношение вторых и третьих турбулентных моментов в городском пограничном слое атмосферы на примере данных микрометеорологической мачты МГУ <i>И. Д. Дрозд, А. Ю. Артамонов, К. В. Барсков, А. В. Гавриков, А. Д. Пашкин, И. А. Репина, В. М. Степаненко</i>	509

Contents

Vol. 59, No. 4, 2023

Rossby Waves and Zonal Flux Anomalies in Hadley and Ferrell Cell Analogs of the General Atmospheric Circulation: Model and Experiments <i>A. E. Gledzer, E. B. Gledzer, A. A. Khapaev, and O. G. Chkhetiani</i>	375
Analytical Models of the Interaction of Convection with Intercepting Layers in the Atmosphere <i>L. Kh. Ingel</i>	391
Changes in the Surface Wind Associated with Atmospheric Cyclones at Extra-Tropical Latitudes of the Northern Hemisphere in Recent Decades <i>M. G. Akperov and I. I. Mokhov</i>	398
Seasonal Hydrodynamic Forecasts of INM-CM5 Model for Estimation of the Start of the Birch Pollen Season <i>S. V. Emelina, V. M. Khan, V. A. Semenov, V. V. Vorobyeva, M. A. Tarasevich, and E. M. Volodin</i>	407
Analytical Model for the Generation of Vorticity Due to Inhomogeneous Friction on the Underlying Surface <i>L. Kh. Ingel and A. A. Makosko</i>	417
Waterspouts in Russia and Over the World: Climatology and Conditions of Formation <i>O. V. Kalmykova</i>	421
Changes in the Oxygen Content in Urban Air under the Influence of Natural and Anthropogenic Factors <i>A. S. Ginzburg, A. A. Vinogradova, E. A. Lezina, and M. A. Pomelova</i>	437
Integration of Satellite Monitoring and Mathematical Modeling in the Analysis of the Nature of Elevated Sulfur Dioxide Concentrations in the Surface Air of the Northern Part of Finland <i>E. D. Dryukova, G. M. Nerobelov, M. S. Sedeeva, A. V. Kiselev, A. G. Mahura, and V. I. Gorny</i>	450
The Effect of Global Warming on the Atmospheric Lifetime of Odd Oxygen <i>I. K. Larin</i>	461
On the Influence of Atmospheric Ions on Aerosol Formation: Numerical Modeling <i>A. E. Aloyan, A. N. Yermakov, and V. O. Arutyunyan</i>	467
Comparison of Satellite and Ground-Based Measurements of Tropospheric Ozone Columns in the Vicinity of St. Petersburg <i>Ya. A. Virolainen, G. M. Nerobelov, and A. V. Polyakov</i>	474
Criterion of Applicability of the Theory of Long Waves for Description of Dispersive Tsunami Waves <i>M. A. Nosov and A. I. Zarubina</i>	485
Internal Waves in the Region of the Akselsundet Strait of Western Spitsbergen Island <i>E. G. Morozov and S. V. Pisarev</i>	497
The Ratio of the Second and Third Turbulent Moments in the Urban Boundary Layer of the Atmosphere on the Example of Data from the Moscow State University Eddy Covariance Tower <i>I. D. Drozd, A. Yu. Artamonov, K. V. Barskov, A. V. Gavrikov, A. D. Pashkin, I. A. Repina, and V. M. Stepanenko</i>	509

УДК 551.511;551.513;551.515;532.527;532.517

ВОЛНЫ РОССБИ И АНОМАЛИИ ЗОНАЛЬНЫХ ПОТОКОВ В АНАЛОГАХ ЯЧЕЕК ХЭДЛИ И ФЕРРЕЛЯ ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ: МОДЕЛЬ И ЭКСПЕРИМЕНТЫ

© 2023 г. А. Е. Гледзер^а, Е. Б. Гледзер^а, А. А. Хапаев^а, О. Г. Чхетиани^а, *, **

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

*e-mail: lgg@ifaran.ru

**e-mail: ochkheti@ifaran.ru

Поступила в редакцию 01.02.2023 г.

После доработки 10.03.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Проведены численные и лабораторные эксперименты при внесении аномалий в осесимметричное распределение поля скорости, генерируемого с помощью источников-стоков и МГД-методом во вращающемся круговом канале с наклонным дном. Секторальное уменьшение интенсивности внешнего силового воздействия в некотором интервале значений оказывает тормозящее влияние на скорость прохождения антициклонов по каналу, почти не влияя на динамику циклонов. При этом значительная часть движущихся антициклонов может исчезать, или практически останавливаться, или возникают новые квазистационарные антициклоны, хотя в видимой картине распространения вихрей в канале не происходило каких-либо заметных изменений в секторе, в котором осуществлялось внешнее вмешательство. Однако для осредненных характеристик поля вихря изменения заметны по всей площади канала или в отдельных его частях. Указанные аномалии можно трактовать как уменьшение интенсивности субтропической ячейки Хэдли, которое сопровождается ослаблением пассатов в каком-то секторе приэкваториальной атмосферной циркуляции и уменьшением западного переноса в средних широтах. Состояние смеси стоячих и движущихся вихрей рассмотрено на основе простой аналитической модели резонансного взаимодействия транзитных (с промежуточным максимумом скорости) мод в сдвиговом потоке. При этом амплитуда стационарного фонового состояния имеет такую же зависимость от β -эффекта, как и для известного соотношения Свердруп для функции тока поверхностного течения в океанском бассейне при исследовании западной пограничной интенсификации течений.

Ключевые слова: аномалии общей циркуляции, ячейки Хэдли и Ферреля, блокирование, резонансное взаимодействие, волны Россби, транзитная неустойчивость, кольцевые каналы, источники-стоки, уравнения мелкой воды, МГД-эксперименты

DOI: 10.31857/S0002351523040077, **EDN:** YNGXGU

1. ВВЕДЕНИЕ

В известной схеме зональной осредненной циркуляции атмосфера состоит из ячеек с различными меридиональными и зональными потоками — Хэдли, Ферреля и полярной [Лоренц, 1970; Матвеев, 2000; Моханакумар, 2011]. Такая осесимметричная картина циркуляции является основной (базисным состоянием) для применения различных численных и аналитических методов исследования бароклинных или баротропных (сдвиговых) неустойчивостей, развивающихся в соответствующих

гидродинамических потоках, которые приводят к образованию неосесимметричных течений (режим Россби) [Antar and Fowles, 1981]. Существенно, однако, что нарушение осевой симметрии упомянутых ячеек в большей степени обусловлено распределением поверхностных и тепловых контрастов над континентами [Cook, 2003].

Представляет интерес рассмотреть влияние долгопериодных аномалий на генерацию и распределение волн Россби при несимметричном распределении полей скорости в ячейках Хэдли и Ферреля. При этом далее используются результаты как лабораторных, так и численных экспериментов с уравнениями мелкой воды.

Известно, что волны Россби составляют важный элемент вклада в общую циркуляцию атмо-

Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на IV Всероссийской конференции с международным участием “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти академика А.М. Обухова (Москва, 22–24 ноября 2022 г.).

сферы. Во внетропических зонах скорость распространения этих волн на запад $\frac{\beta}{k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}}$

(k_x, k_y — зональное (азимутальное) и меридиональное волновые числа, L_0 — радиус деформации Россби) относительно среднего переноса уменьшается вместе с широтным φ изменением параметра Кориолиса $f = 2\Omega \sin \varphi$ ($\beta = 2\Omega/R \cos \varphi$, R — радиус планеты). Одним из важных источников генерации волн Россби является сдвиговая неустойчивость гидродинамических течений внетропической зоны (восточный полярный перенос и западный поток умеренных широт). Среди большого числа подходов и решений для сдвиговой гидродинамической неустойчивости с влиянием β -эффекта наиболее простыми являются явные формулы, описывающие решения уравнений Чарни—Обухова [Обухов, 1949; Должанский, 2011], для функции тока ψ с зависящим от времени меридиональным волновым числом $k_y = k_y(t)$ (транзиентная неустойчивость) [Чагелишвили и Чхетиани, 1995; Чхетиани и др., 2015; Чхетиани и Калашник, 2018]:

$$\psi = a(t)e^{i(k_x x + k_y(t)y)} + \psi_0, \quad \psi_0 = -Uy - s\frac{y^2}{2},$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\Delta\psi - \frac{1}{L_0^2}\psi\right) + [\psi, \Delta\psi] + \beta\frac{\partial\psi}{\partial x} = 0, \quad u = -\frac{\partial\psi}{\partial y}, \quad (1)$$

$$v = \frac{\partial\psi}{\partial x},$$

$$\left(k^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)\frac{dk_y(t)}{dt} + sk^2k_x = 0, \quad k^2(t) = k_x^2 + k_y^2(t),$$

$$\frac{d}{dt}\left[\left(k^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)a\right] - ik_x(\beta - k^2U)a = 0, \quad (2)$$

где U и s — соответственно, фоновая скорость и горизонтальный сдвиг скорости, с начальными условиями $k_{0y} \gg k_x$ (условие неустойчивости длинных волн для течения Колмогорова [Мешалкин и Синай, 1961; Гледзер и др., 1981]), $a(t=0) = a_0$.

Формулы с зависимостью волнового чисел от времени использовались для поиска неустойчивых решений в течениях с эллиптическими линиями тока [Gledzer and Ponomarev, 1992], в динамических системах [Шухман, 2005], а также для циркуляции Хэдли с горизонтально неоднородным распределением температуры [Гледзер, 2008].

Решения уравнений (2) показывают [Чхетиани и Калашник, 2018], что при условии длинных волн $L_v \gg L_0$, $k_x = \frac{2\pi}{L_v}$ имеются значительные промежутки времени Δt , в течение которых меридиональное волновое число $k_y(t)$, зависящее толь-

ко от сдвига s (при фиксированных k_x, L_0), меняется слабо (ступенька), причем $|k_y(t)| \ll k_x$ (см. рис. 1а). При этом энергия волны, пропорциональная $|a(t)|^2$, возрастая от малых начальных значений, в течение того же промежутка времени Δt остается квазистационарной (промежуточный (транзиентный) максимум скорости). На рис. 1а для $k_x = \frac{\varepsilon}{L_0}$ этот случай показан при $\varepsilon = 0.5$. Если $\varepsilon = 1$ (рис. 1а), т.е. $L_v = 2\pi L_0$, то $k_y(t)$ монотонно уменьшается, однако для $|k_y| \leq k_x$ амплитуда $|a|$ также сильно возрастает, рис. 1б.

2. РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТРАНЗИЕНТНЫХ МОД

Будем рассматривать уравнения (1), (2) в качестве механизма генерации волн Россби с меридиональным волновым числом $k_y \neq 0$, сформированных в указанном интервале Δt , с амплитудой в окрестности ее максимальных значений

$$|a| = a_0 \frac{k_x^2 + k_{0y}^2 + \frac{1}{L_0^2}}{k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}} \gg |a_0|$$

при $k_y^2 \ll k_{0y}^2, k_y^2 \ll k_x^2$.

Если имеются две волны с зональными волновыми числами k_x и $2k_x$ и одинаковым меридиональным числом k_y , то для них существует одинаковая частота ω , рассчитываемая по формуле Россби,

$$\omega = -\frac{\beta k_x}{k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}} = -\frac{\beta 2k_x}{(2k_x)^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}},$$

при условии

$$2k_x^2 = k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}. \quad (3)$$

В соотношении (3), которое необходимо для поиска стационарной волны, входит радиус деформации Россби L_0 . Еще одним условием, определяющим соотношения между k_x, k_y , может служить задание рельефа как природного фактора, который выделяет масштабы волн Россби. В частности, учет формы рельефа, аналогичного горизонтальному сдвигу скорости s в уравнениях (2), дает второе соотношение между k_x и k_y , в результате чего эти волновые числа могут быть заданы.

При резонансном взаимодействии этих двух волн возможно образование квазистационарной

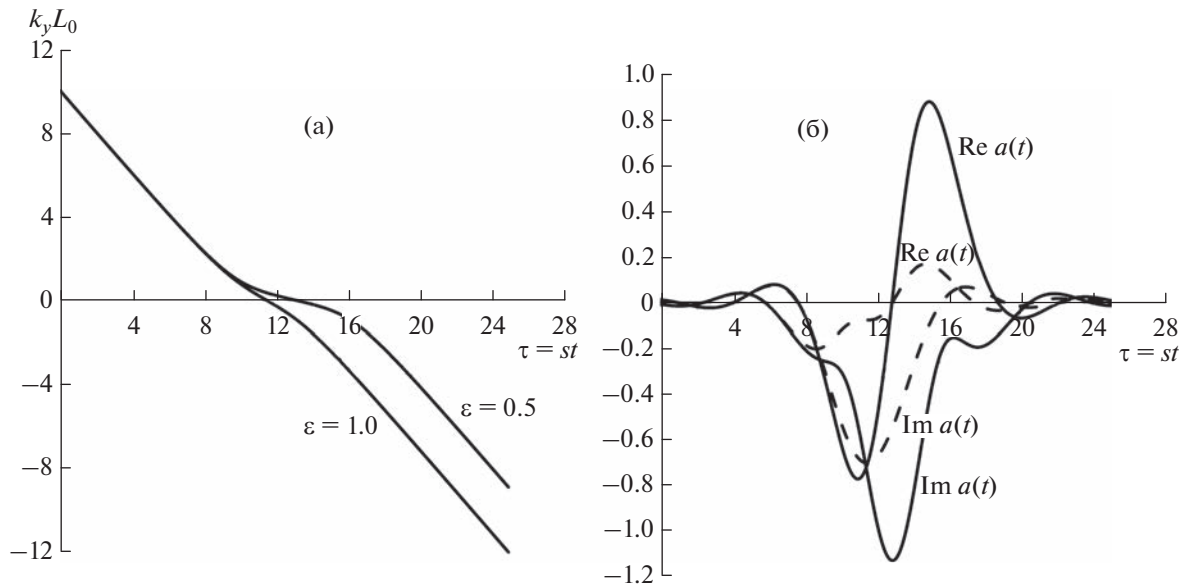


Рис. 1. (а) Зависимость меридионального волнового числа $k_y L_0$ от τ для значений $\epsilon = 0.5$, $\epsilon = 1.0$, $\epsilon = k_x L_0$. (б) Зависимость амплитуды $a(t)$ от τ для значений $\epsilon = 0.5$ (сплошные кривые), $\epsilon = 1.0$ (пунктир).

волны $e^{ik_x x}$, не зависящей от координаты y , с волновым числом k_x :

$$\psi = A(t)e^{ik_x x} + B(t)e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)} + C(t)e^{i(2k_x x + k_y y - \omega t)} + \text{c.c.} \quad (4)$$

Для комплексных коэффициентов A , B , C стандартной процедурой с усреднением по колебаниям с частотами кратными ω , получим уравнения:

$$\begin{aligned} \left(k_x^2 + \frac{1}{L_0^2}\right) \dot{A} &= 3k_x^3 k_y B^* C + ik_x \beta A, \\ \left(k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right) \dot{B} &= -(3k_x^2 + k_y^2) k_x k_y A^* C, \\ \left(4k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right) \dot{C} &= k_y^3 k_x AB \end{aligned} \quad (5)$$

с интегралами энергии $E = F(1)$ и квадрата вихря $\Omega^2 = F(2)$

$$\begin{aligned} F(n) &= \left(k_x^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)^n |A|^2 + \left(k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)^n |B|^2 + \\ &+ \left(4k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)^n |C|^2. \end{aligned}$$

Уравнения (5) являются частным случаем триплетного взаимодействия волн, в котором частота во времени одной из волн равна нулю. Однако волны с амплитудами B и C в (4) создают

трехмодовые блоки взаимодействий с волнами $e^{\pm i(3k_x x + 2k_y y - 2\omega t)}$, $e^{\pm i(4k_x x + 2k_y y - 2\omega t)}$ с амплитудами $\sim |BC|$,

$|C|^2$, которые содержат только осциллирующие во времени моды. Эти блоки согласно идеологии резонансного взаимодействия дают поправки следующих порядков, которые для стационарных волн в рамках трехмодовой теории исчезают из-за временного усреднения.

Следует отметить, что моды $e^{\pm i(3k_x x + 2k_y y - 2\omega t)}$, $e^{\pm i(4k_x x + 2k_y y - 2\omega t)}$ с амплитудами $\sim |BC|$, $|C|^2$ при взаимодействии могут давать поправки четвертого порядка $\sim |BC||C|^2$ для стационарного состояния $\sim e^{ik_x x}$. Их можно считать малыми в условиях относительной малости амплитуд B , C . Это условие и используется далее для решения уравнений (5). Но в любом случае, если учитывать большое количество трехмодовых взаимодействий, основным, исходным (самым верхним в иерархии триплетов) являются уравнения (5).

Слагаемое с коэффициентом β (β -эффект) в первом уравнении (5), а также конечная амплитуда B , C волн Россби приводит к решению уравнений (5), в котором существует стационарная амплитуда $A(t) = A_0 = \text{const}$ зональной составляющей функции тока ψ .

Предположим, что такое значение $A(t) = A_0$ существует, т.е. во втором и третьем уравнениях (5) $A^*(t) = A_0^*$, $A(t) = A_0$. Для B и C из этих уравнений получим решение

$$B(t) = B_s \sin(vt) + B_c \cos(vt),$$

$$C(t) = -\frac{\left(k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)}{(3k_x^2 + k_y^2)k_x k_y A_0^*} \frac{v}{\mu} (B_s \cos(vt) - B_c \sin(vt)), \quad (6)$$

$$v = k_y^2 |A_0| \mu, \quad \mu = \sqrt{\frac{k_x^2 (3k_x^2 + k_y^2)}{\left(k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right) \left(4k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)}}. \quad (7)$$

Тогда, используя B^*C (без осцилляционных слагаемых $\sim \sin(2vt)$, $\cos(2vt)$) в первом уравнении (5), получим в качестве нулевого приближения $A_0 = A_0^*$ и

$$A_0 = \frac{3}{2} \frac{k_x k_y^2}{\beta} \mu_0 e B^2, \quad e B^2 = \text{Im} \left(B_c^* B_s - B_c B_s^* \right), \quad (8)$$

$$e = \pm 1, \quad \mu_0 = \mu \frac{k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}}{3k_x^2 + k_y^2}.$$

С учетом того, что A_0 — действительная величина, формула для C в (6) примет вид

$$C(t) = -\mu_c (B_s \cos(vt) - B_c \sin(vt)), \quad (9)$$

$$\mu_c = k_y \mu_0 / k_x.$$

При $t = 0$ из (6) и (9) получим начальные условия $B_c = B(0)$, $B_s = -\frac{1}{\mu_c} C(0)$.

Волна $\psi_0 = A_0 (e^{ik_x x} + e^{-ik_x x}) = 2A_0 \cos(k_x x)$ соответствует стационарной (фоновой) картине распределения функции тока по зонам с разнознаковой завихренностью $\Delta \psi_0 = -2k_x^2 A_0 \cos(k_x x)$. Однако именно это фоновое распределение продуцирует нестационарную часть как следующее приближение (которое получается, если учесть отброшенные выше осцилляционные слагаемые при условии относительной малости A_1 и A_2 в сравнении с A_0):

$$A(t) = A_0 + A_1(t) + iA_2(t),$$

$$A_1 = \frac{1}{2} N (d_s \cos(2vt) - d_c \sin(2vt)), \quad (10)$$

$$A_2 = \frac{1}{2} \frac{N^2}{A_0} (d_s \sin(2vt) + d_c \cos(2vt)),$$

$$N = \beta \frac{1}{k_x k_y^2} \frac{1}{\mu} \frac{k_x^2}{k_x^2 + \frac{1}{L_0^2}}, \quad d_s = \frac{|B_s|^2 - |B_c|^2}{e B^2}, \quad (11)$$

$$d_c = \frac{B_c^* B_s + B_c B_s^*}{e B^2}.$$

Из (8) следует, что фоновая составляющая ψ_0 существует, если $B^2 = \left| \text{Im} \left(B_c^* B_s - B_c B_s^* \right) \right| \neq 0$, т.е. не при всех начальных условиях для амплитуд волн Россби $B(0)$, $C(0)$. Кроме того, решения (10) получены при условиях $N |d_s| \ll |A_0|$, $N |d_c| \ll |A_0|$, что также налагает ряд условий на параметры в (11).

Формулы (10) показывают, что на фоновую стационарную циркуляцию ψ_0 накладываются периодические колебания с частотой $2v = 2k_y^2 A_0 \mu$ с пространственным периодом стационарной волны $L = 2\pi/k_x$. Кроме того, волны Россби $B(t)e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)}$, $C(t)e^{i(2k_x x + k_y y - \omega t)}$ модифицируются и временными колебаниями согласно (6), (10) с частотой v , что в результате приводит к колебаниям с частотами $\omega \pm v$ или зональному переносу со скоростями $\frac{\omega \pm v}{k_x}$ с зависимостью от амплитуды $|A_0|$ стационарной составляющей потока.

Особенностью фонового стационарного поля $\psi_0 = 2A_0 \cos k_x x$ является появление параметра β в знаменателе выражения для амплитуды A_0 (8). Такую же зависимость от β имеет известное соотношение Свердрупа для функции тока поверхностного течения в океанском бассейне при исследовании западной пограничной интенсификации течений (R — радиус Земли, φ — широта, λ — долгота, H — характерная глубина) [Sverdrup, 1947; Океанология, 1978].

$$\frac{1}{R \cos \varphi} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} = \frac{\text{rot}_z \bar{\tau} / H}{\beta}. \quad (12)$$

Коэффициентом при $\frac{1}{\beta}$ в этом соотношении является вертикальная компонента ротора напряжения трения, обусловленного поверхностными волнами ветровой циркуляции над океаном (например, Атлантики): $\tau_\lambda = \langle u' w' \rangle$, $\tau_\varphi = \langle v' w' \rangle$ — квадратичная форма, где u' , v' , w' — пульсации скорости поверхностных волн, генерируемых ветром (в (12) размерность функции полных потоков φ — $\text{м}^3/\text{с}$). В случае (8) в коэффициент при $\frac{1}{\beta}$ входит квадратичная форма, связанная с волнами Россби.

Размерность величин A_0 , A_1 , A_2 , N , B_s , B_c , B , как и функций тока ψ , ψ_0 равна $\text{м}^2/\text{с}$. Приведем некоторые оценки порядков величин, положив $k_y \sim k_x \sim \frac{1}{L_0}$ (это соответствует уравнению (3)). Для амплитуды скорости фонового стационарного потока ψ_0 примем $V_a \equiv 2|A_0|k_x$, и для амплитуды

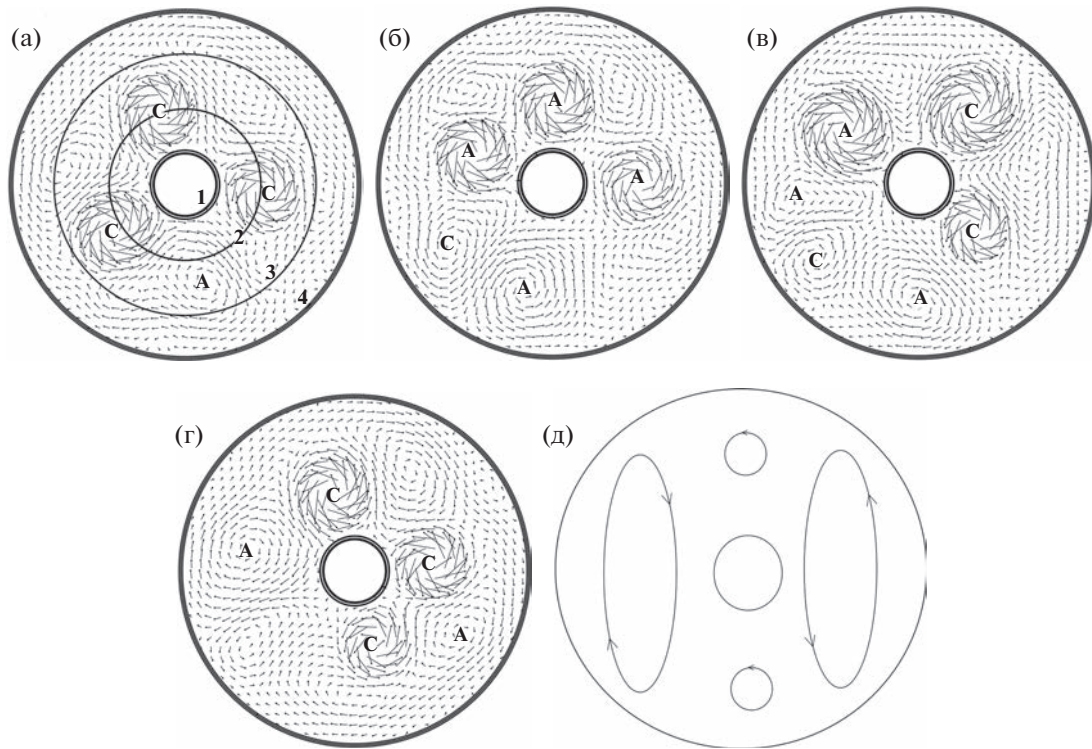


Рис. 2. (а–г): векторы поля скорости для численного эксперимента с источниками ($E = 0.8$) и стоками ($E = -0.8$), $T = 6$ с, C – циклон, A – антициклон; (д): схема суперпозиции волн Россби с отличающимися в два раза волновыми числами.

ды скорости волн Россби в (5), $V_R = |B|k_x$. Из (3) $|A_0| = \frac{3k_x k_y^2}{2\beta} \mu_0 B^2 = \frac{3k_x k_y^2}{2\beta} \mu_0 \frac{V_R^2}{k_x^2}$. Отсюда $V_a = 3 \frac{k_y^2}{\beta} \mu_0 V_R^2$, или при $V_a = V_R$, $V_R = \frac{\beta}{3k_y^2 \mu_0} \sim L_0^2 \beta \sim 10$ м/с при $L_0 \sim 10^6$ м, $\beta \sim 10^{-11}$ ($\text{м}^{-1}\text{с}^{-1}$).

Как уже отмечалось выше, волна $\psi_0 = 2A_0 \times \cos(k_x x)$ создает аномалии завихренности с масштабом $L_x = \frac{2\pi}{k_x}$ по координате x (долгота). В лабораторных и численных экспериментах, имитирующих приземные потоки воздуха в тропической и полярной ячейке Хэдли и Ферреля умеренных широт, такие аномалии можно воспроизводить при нарушении симметрии течений в аналогах упомянутых ячеек. (Уравнения (5) инвариантны при заменах $A \rightarrow Ae^{i\varphi_a}$, $B \rightarrow Be^{i\varphi_b}$, $C \rightarrow Ce^{i\varphi_c}$, $\varphi_c = \varphi_a + \varphi_b$).

3. ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Численные эксперименты проводились для течений в тонких слоях жидкости в кольцевом вращающемся (вращение против часовой стрелки – Се-

верный полюс) канале на основе уравнений мелкой воды, β -эффект моделируется наклонным дном [Должанский, 2011]. Уравнения и методика расчетов были подробно приведены в ряде работ [Гледзер, 2014; Гледзер, 2015; Гледзер и др., 2018; Гледзер и др., 2021].

Для целей данной работы был использован метод источников-стоков при генерации вихревых движений во вращающемся канале. Для имитации субтропических и полярных восточных ветров и западного переноса умеренных широт (трехпотоковая конфигурация) использовались источники-стоки жидкости в тонких кольцевых слоях на внутренней (1) и внешней (4) границах канала и двух слоях (2, 3) в его середине. На рис. 2а–г эти слои источников-стоков показаны окружностями: 1, 3 – источники, 2, 4 – стоки. В условных единицах (см. [Гледзер и др., 2021].) мощность источников (1, 3) $E = 0.8$, стоков (2, 4) $E = -0.8$. Источники слоя 1 создают направленный поток к стоку в слое 2. Этот поток силой Кориолиса отклоняется вправо от него (по часовой стрелке между слоями 1 и 2), что соответствует восточным ветрам. Аналогично для потока от источника 3 к стоку 4. Поток от источника 3 к стоку 2 создает по Кориолису движение против часовой стрелки в кольце между 2 и 3. Это аналог западного переноса умеренных широт.

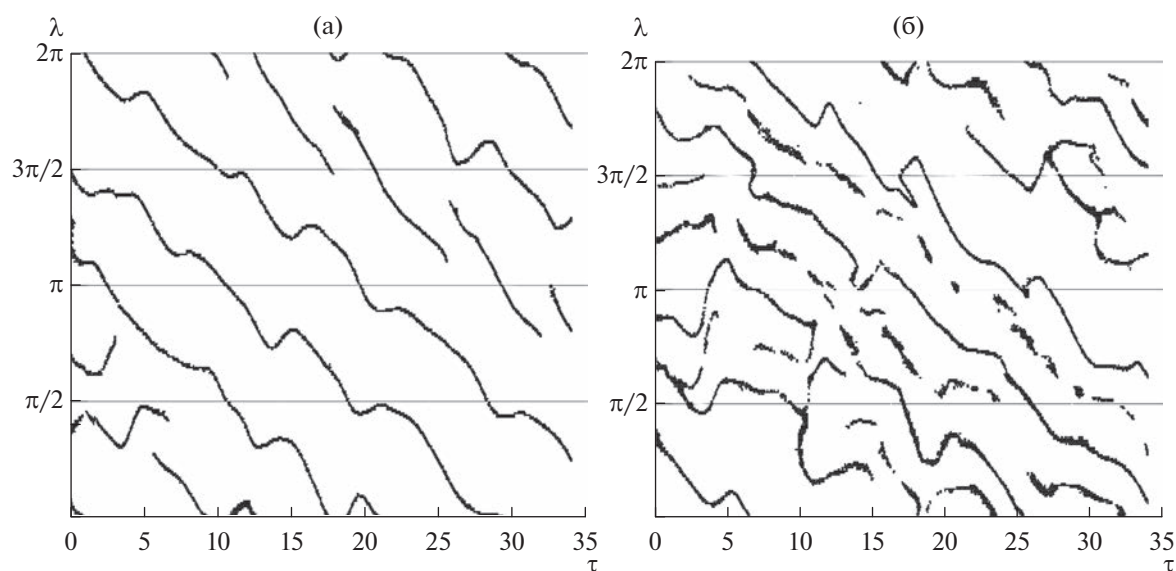


Рис. 3. Изменение во времени $\tau = t/T$ (период $T = 6$ с) азимутальных угловых координат λ центров циклонов (а) и антициклонов (б) в численных экспериментах с источниками ($E = 0.8$) и стоками ($E = -0.8$) в трехпотоковой конфигурации. Наклон вправо (уменьшение λ) соответствует движению вихрей по часовой стрелке (рис. 2).

Указанная конфигурация потоков создает сдвиги скорости в канале, которые в результате неустойчивости приводят к появлению циклонических (С) (рис. 2) с вращением против часовой стрелки и антициклонических (А) вихрей (для рис. 2а, 2б, 2в, 2г угловая скорость вращения канала $\Omega = \frac{2\pi}{T}$, $T = 6$ с). Вся эта система вихрей передвигается по часовой стрелке, т.е. распространяется на запад в соответствии с концепцией волн Россби (для Северного полушария).

Однако возникающая система вихрей не симметрична: почти на половине канала существуют три близких циклона (рис. 2а, 2б), а вторую половину занимает аномалия, в которую вместились обширный антициклон (рис. 2а, 2б) (или два рис. 2в) и иногда циклон (рис. 2б, 2в).

Схематически картины поля скорости на рис. 2 можно грубо представить в виде суперпозиции двух волн Россби с отличающимися в два раза волновыми числами ($m = 2$, $m = 4$) по долготе (рис. 2д). При этом волна $m = 2$ усиливает циклоническую циркуляцию волны $m = 4$ в одной половине канала и антициклоническую — в другой. Вероятно, угловые скорости этих двух волн различаются, поскольку передвижение на запад не совсем равномерное (временной интервал между картинками на рис. 2а–2г одинаков, $\Delta\tau = 200$, $\tau = \Omega t$).

На рис. 3 показаны зависимости азимутальной (долгота) $0 \leq \lambda \leq 2\pi$ координаты центров циклонов (рис. 3а) и антициклонов (рис. 3б) для движущихся вихрей рис. 2. Центры определяются по полю скорости как точка, в ближайшей окрестно-

сти которой азимутальная и меридиональная компоненты скорости меняют знак. Так как циклонические вихри более интенсивны, то передвигающиеся с другой угловой скоростью (средние наклоны линий на рис. 3б для антициклонов меньше, чем на рис. 3а для циклонов) антициклоны иногда меняют свое положение или совсем исчезают, в результате чего линии центров антициклонов становятся прерывистыми. Но в целом угол λ для почти всех антициклонов на рис. 3б уменьшается, как и для циклонов (движение по часовой стрелке).

В указанном на рис. 2 случае аномалии возникают в результате динамики системы вихрей. Представляет интерес рассмотреть влияние внешне привнесенной аномалии на распределение западных и восточных потоков в канале. Пусть в нижней четверти канала $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{4} < \lambda < \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$ (рис. 4а) источники-стоки на кольцевых слоях уменьшили свою интенсивность вдвое: вместо $E = \pm 0.8$ осуществляется приток-отток $E = \pm 0.4$. Из-за притоков-оттоков в других частях слоев поле скорости в этой четверти канала не обязательно уменьшается вдвое, хотя может терять исходную симметрию основного потока.

Указанную аномалию можно трактовать как уменьшение интенсивности субтропической ячейки Хэдли, которое сопровождается ослаблением пассатов в каком-то секторе приэкваториальной атмосферной циркуляции и уменьшением западного переноса в средних широтах.

На рис. 4а для указанных притоков-оттоков $E = \pm 0.8$, $E = \pm 0.4$ показаны для некоторых моментов времени поля скорости, которые мало от-

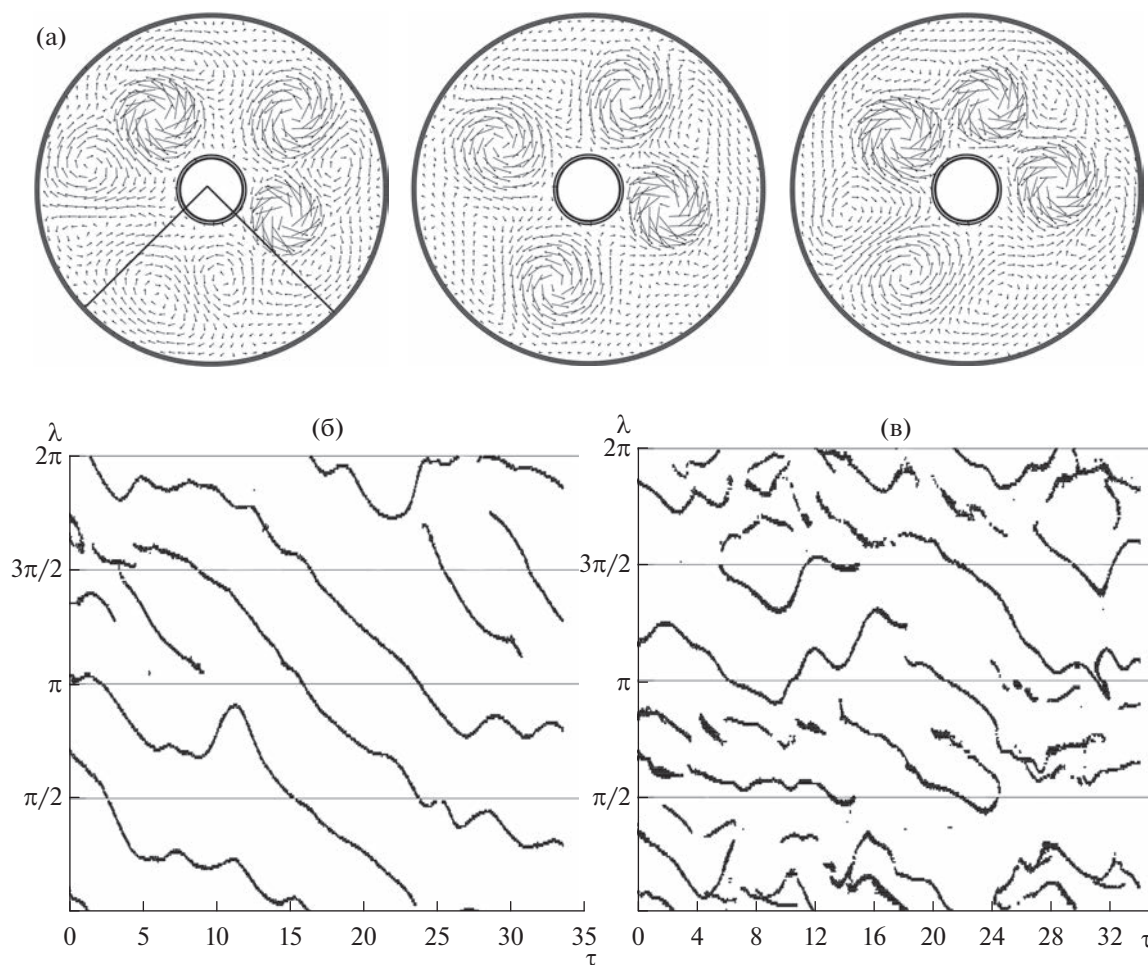


Рис. 4. (а) – векторы поля скорости для численного эксперимента в трехпоточковой конфигурации с источниками-стоками ($E = \pm 0.8$) в верхних трех четвертях канала $2\pi - \frac{\pi}{4} < \lambda < 2\pi$, $0 < \lambda < \pi + \frac{\pi}{4}$ и источниками-стоками ($E = \pm 0.4$) в нижней четверти канала $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{4} < \lambda < \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$; (б), (в) – изменение во времени $\tau = t/T$ (период $T = 6$ с) азимутальных угловых координат λ центров циклонов (б) и антициклонов (в) в численных экспериментах с источниками-стоками $E = \pm 0.8$, $E = \pm 0.4$.

личаются от рис. 2, когда не было внешней аномалии распределения источников-стоков. Может быть, только в некоторые моменты времени более четко проявились 4 циклона (вместо трех) со значительными интенсивностями, как на втором из рис. 4а. Не сильно также отличаются линии центров циклонов, показанных на рис. 4б, если сравнить с рис. 3а.

Однако линии центров антициклонов (рис. 4в), сохраняя ту же рваную, как и на рис. 3б, структуру почти потеряли средний наклон вправо, т.е. угол λ в среднем не уменьшается. Фактически это стационарирование, причем внешняя аномалия при $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{4} < \lambda < \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$ оказывает тормозящее влияние только на антициклоны. Из показанных на рис. 4в линий центров антициклонов только некоторые линии имеют значительный средний на-

клон вправо: в какие-то моменты времени они двигались вместе с циклонами (рис. 4б) по часовой стрелке.

Следует отметить, что при увеличении внешне индуцированной аномалии циркуляции и циклоны могут остановиться, образуя коррелированные структуры с антициклонами. В частности, такое наблюдалось в численном эксперименте с отсутствием притока-оттока ($E = 0$) в нижней четверти канала $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{4} < \lambda < \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$ с прежним значением $E = \pm 0.8$ для остальных углов λ . При этом картины линий центров циклонов и антициклонов оказались в среднем горизонтальны и качественно схожими (отличаясь только значениями углов λ).

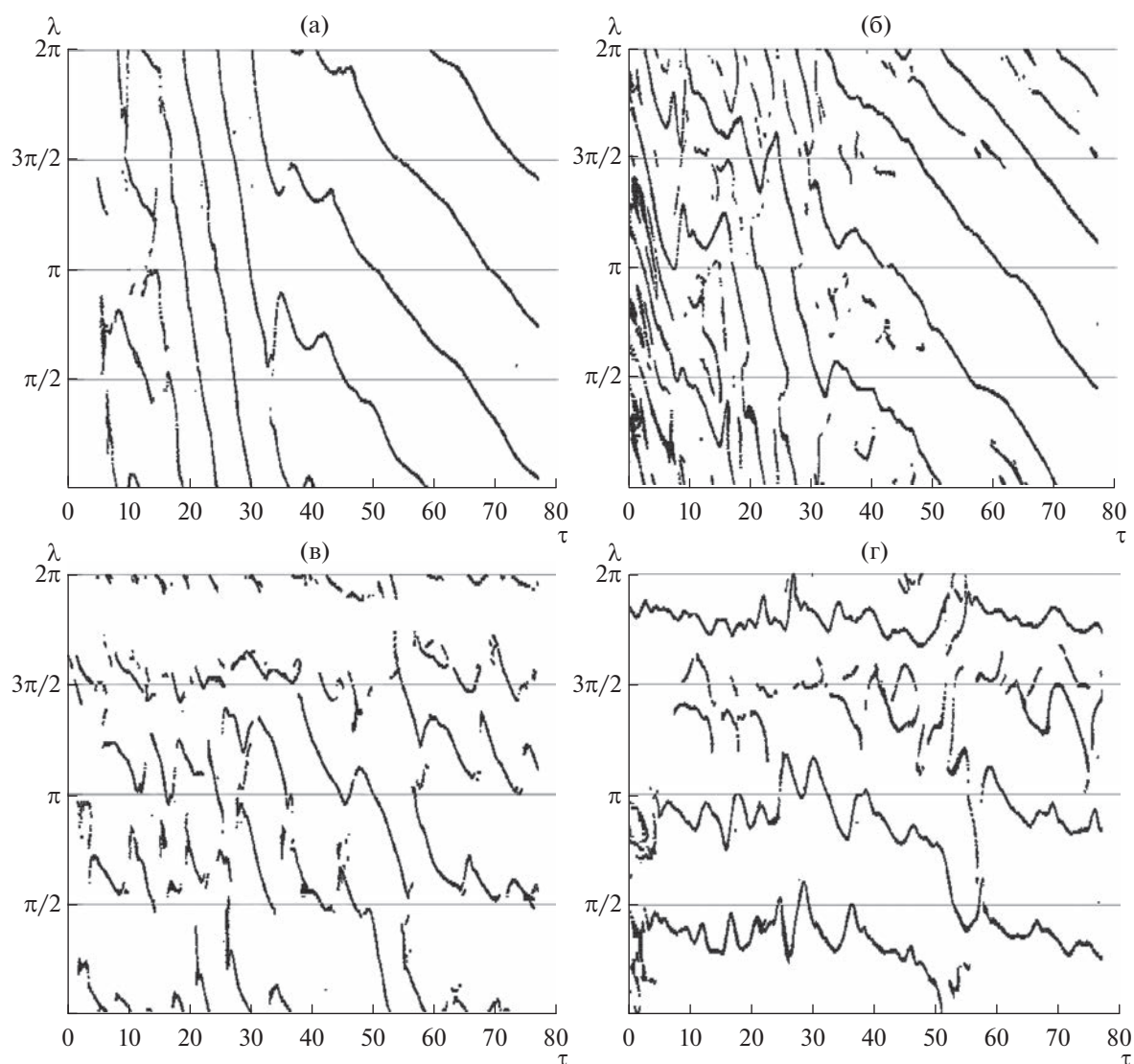


Рис. 5. Изменение во времени $\tau = t/T$ азимутальных угловых координат λ центров циклонов (а, в) и антициклонов (б, г) в численных экспериментах двухпотоковой конфигурации: (а, б) $E_1 = 0.2$, $E_2 = 0.5$; (в, г) $E_1 = 0$, $E_2 = 0$.

Этот же тормозящий эффект для антициклонов показан в численном эксперименте в другой конфигурации, когда имитируются только западный перенос средних широт и восточный — южных широт (двухпотоковая конфигурация). Для этого вместо источника-стока кольцевых слоев 2, 3 (рис. 2а) был поставлен источник по окружности между ними. Мощность стоков на внутреннем кольцевом слое 1, $E_1 = 0.2$, на внешнем 3, $E_3 = 0.5$, а мощность источника вычисляется из условия сохранения массы.

На рис. 5а, 5б показаны линии центров циклонов и антициклонов, когда нет аномалии источников-стоков в секторе $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{4} < \lambda < \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$. В этом случае линии циклонов и антициклонов не сильно различаются, и в среднем, имея наклон

вправо, описывают движение по каналу по часовой стрелке. Особенностью динамики на рис. 5а, 5б является двухрежимность: до некоторого времени $t_{cr} \sim T \times 30$ существовал один режим движения центров, который после t_{cr} сменился более медленным перемещением циклонов и антициклонов. Многорежимности в численных и лабораторных экспериментах была посвящена работа [Гледзер и др., 2021]. Отличием от [Гледзер и др., 2021] динамики, показанной на рис. 5а, 5б, является неизменность внешних параметров в численном эксперименте.

Различия между линиями центров циклонов и антициклонов наблюдаются, если в секторе аномальности $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{4} < \lambda < \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$ мощность источников-стоков равна нулю, $E_1 = E_3 = 0$ (рис. 5в, 5г).

В этом случае усиливается рваная структура линий, но как и на рис. 4в, большая часть линий антициклонов в среднем горизонтальна, т.е. антициклоны в среднем не меняют азимутальное положение. Циклоны (рис. 5в) в большинстве продолжают движение по каналу, хотя их время жизни уменьшилось в сравнении с безаномальным случаем рис. 5а из-за несогласованного движения с антициклонами.

Как показывают численные эксперименты, секторальные аномалии могут влиять на осредненные характеристики поля завихренности в канале. На рис. 6 показаны разности завихренности $\Delta\Omega$ между аномальным и безаномальным случаями (для трехпоточковой конфигурации), осредненной по кольцам между источниками-стоками на окружностях 2, 3 (рис. 6а) и 3, 4 (рис. 6б). В кольце между слоями 2 и 3 наличие аномалии несколько усилила положительную завихренность (рис. 6а), что означает усиление циклонической составляющей. А в кольце между 3 и 4 слоями (рис. 6б), наоборот, изменение завихренности стало в основном отрицательным. Это соответствует усилению антициклонических тенденций в этой части потока.

4. ЛАБОРАТОРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Лабораторные эксперименты проводились с использованием МГД-метода генерации потоков во вращающемся кольцевом канале, заполненном проводящей жидкостью. Подробно экспериментальная установка и методика экспериментов представлена в ряде работ [Гледзер и др., 2013; Гледзер и др., 2018; Гледзер и др., 2021]. В экспериментах моделируется ситуация Южного полушария с вращением канала по часовой стрелке.

В МГД-методе течения генерируются взаимодействием магнитного поля постоянных магнитов (неодимовые — 0.36 Тл и ферритовые — 0.175 Тл), расставленных вдоль трех (или двух) окружностей (рис. 7) под наклонным от центра к периферии дном в канале, и радиально направленным током между электродами 1, 2 на внешней и внутренней границах с радиусами 5 см и 36 см. Ряд из магнитов на внешней окружности заменялся на ферритовые или совсем убирался (далее, эксперимент 1, рис. 11а–11е). В экспериментах с результатами на рис. 11аа, 11бб убирался, наоборот, ряд из магнитов на средней окружности (эксперимент 2).

Радиально направленный ток $\vec{j}$ и вертикально направленное поле $\vec{H}$ формирует силу Ампера в перпендикулярном к ним направлении $\sim[\vec{j}, \vec{H}]$, действующую на проводящую жидкость (10% раствор CuSO_4) над наклонным дном. Направления поля магнитов (разнополюсное вдоль окружностей) и электрического тока между 1 и 2 выбираются таким образом, чтобы в середине канала создавать поток, направленный на восток (запад-

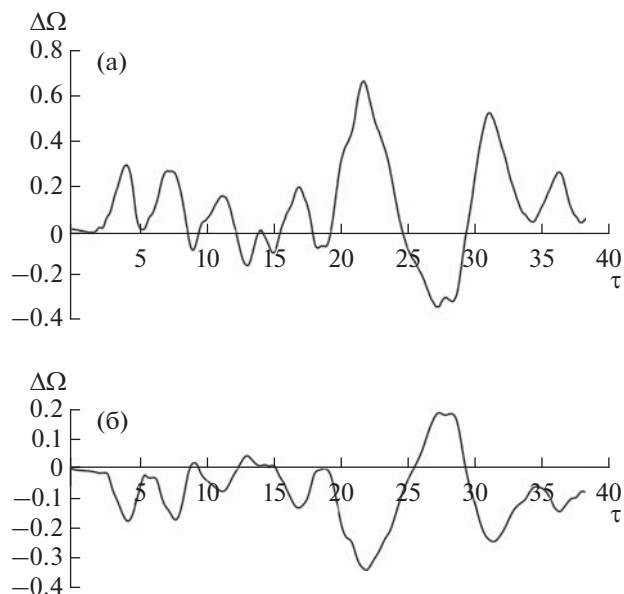


Рис. 6. Разности завихренности между аномальным и безаномальным случаями (для трехпоточковой конфигурации), осредненной по кольцам между источниками-стоками на окружностях 2, 3 (а) и 3, 4 (б) (см. рис. 2а).

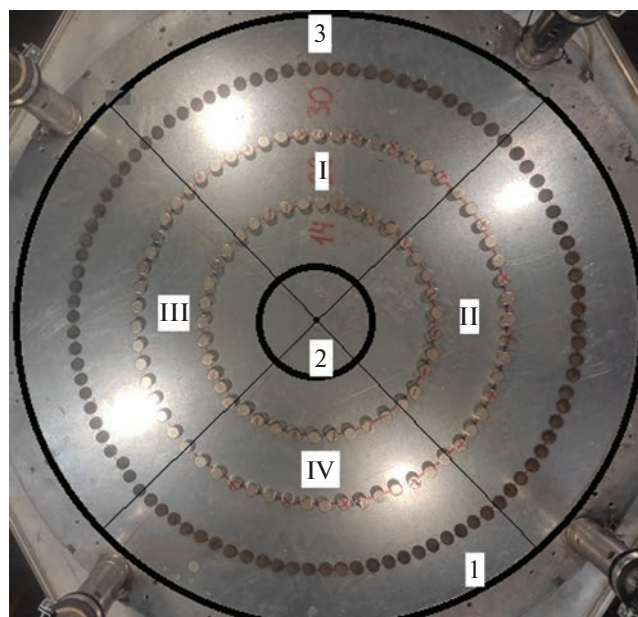


Рис. 7. Схема расположения электродов 2, 1, 3, постоянных магнитов и деление на сектора I–IV для рис. 9, 10 в канале лабораторной установки.

ный перенос средних широт), и во внутренней и внешней частях канала — потоки, с направлением на запад (пассаты у внешней границы канала и восточный полярный ветер).

В эксперименте 2, когда убирался средний ряд магнитов, моделировались только западный перенос средних широт и восточный приэкваториальный (пассаты).

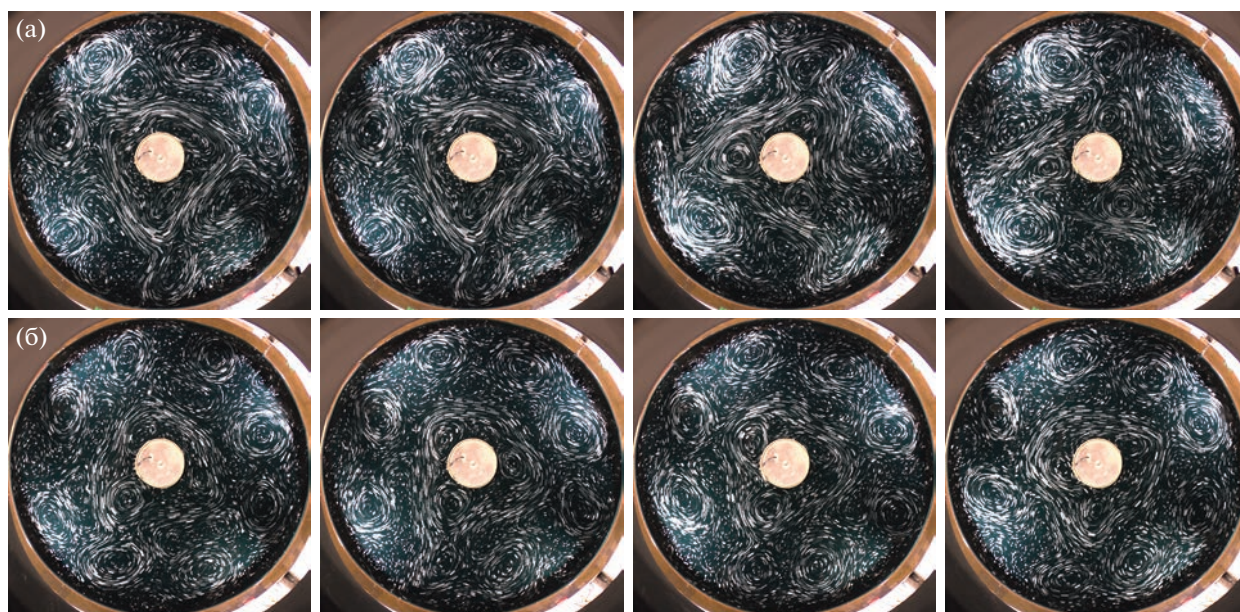


Рис. 8. (а) Траектории частиц в канале (изображения через равные промежутки времени $\Delta t = \frac{10}{24} T$) в эксперименте при периоде вращения установки $T = 42.1$ с и токе $j = 400$ мА на электродах 1 и 3 (см. рис. 7); (б) при периоде вращения установки $T = 30.8$ с при токе $j = 0$ на электроде 3 и токе $j = 400$ мА на электроде 1 (на (а, б) — эксперименты с неодимовыми магнитами на трех окружностях).

Различие между методом источников-стоков, который использовался в численных экспериментах (и лабораторных экспериментах работы [Гледзер и др., 2014]), и МГД-методом состоит в том, что источники-стоки создают течения силой Кориолиса из-за вращения канала, а в МГД-методе западный и восточный переносы генерируются непосредственно силой Ампера.

Аномалии скорости этих потоков в экспериментах формируются с помощью разрыва внешнего кругового электрода 1 и изолированного на четверть окружности электрода 3, к которому может подводиться другой ток, чем к электроду 1 (сектор I на рис. 7)

Сдвиг скорости между указанными разнонаправленными потоками и наклонное дно, моделирующее β -эффект, формируют волны Россби в канале. На рис. 8а ($T = 42.1$ с), 8б ($T = 30.8$ с) показаны через равные промежутки времени ($\Delta t = \frac{10}{24} T$) последовательность изображений течений в канале (вихри и струи). Для случая на рис. 8а токи на электродах 1 и 3 были одинаковы 400 мА, что равносильно сплошному электроду 1, а для рис. 8б ток на электроде 3 равен нулю. На изображениях ближе к центру видны три циклонических вихря с огибающим их струйным течением. Вся эта треугольная структура вращается против часовой стрелки, что указывает, как и в численных экспериментах (рис. 2), на стандартное для волн Россби движение вихрей на запад (против часовой стрелки для Южного полушария).

Вблизи внешней границы канала (экватор) образовался ряд антициклонических вихрей с медленным их дрейфом в ту же западную сторону (можно заметить по четырем вихрям в верхней части изображений рис. 8б или двум ярким вихрям слева на рис. 8а). В нижней части канала на рис. 8б или в правой части на рис. 8а, как и в численных экспериментах рис. 2, структура потоков имеет не столь регулярную структуру: некоторые антициклоны периодически исчезают.

Результаты, представленные на рис. 9, выполнены с аномалией электрического поля в секторе I: на электроде 3 (рис. 7) ток был выключен ($j = 0$). При этом в секторе I электрическое поле не равно нулю, так как ток проходит от электрода 1 к 2, заполняя все пространство сектора I.

На рис. 9а представлена средняя по секторам I–IV (рис. 7) завихренность (период вращения $T = 30.8$ с) при токе $j = 400$ мА на электроде 1 и токе $j = 0$ на электроде 3 (аномальное воздействие). Для сравнения на рис. 9б показаны завихренности в секторах I–IV, если на электроде 3 ток $j = 400$ мА, т.е. в безаномальном внешнем воздействии. Кроме сильной дисперсии колебаний в аномальном случае, наблюдается четко выраженное образование средних по времени завихренностей противоположных знаков в следующих за I секторах II и III. В секторах I (где внесена внешняя аномалия электрического поля) и IV, кроме упомянутой дисперсии, колебания завихренности, в целом, схожи с завихренностью безаномальной циркуляции. Фактически из-за внешней

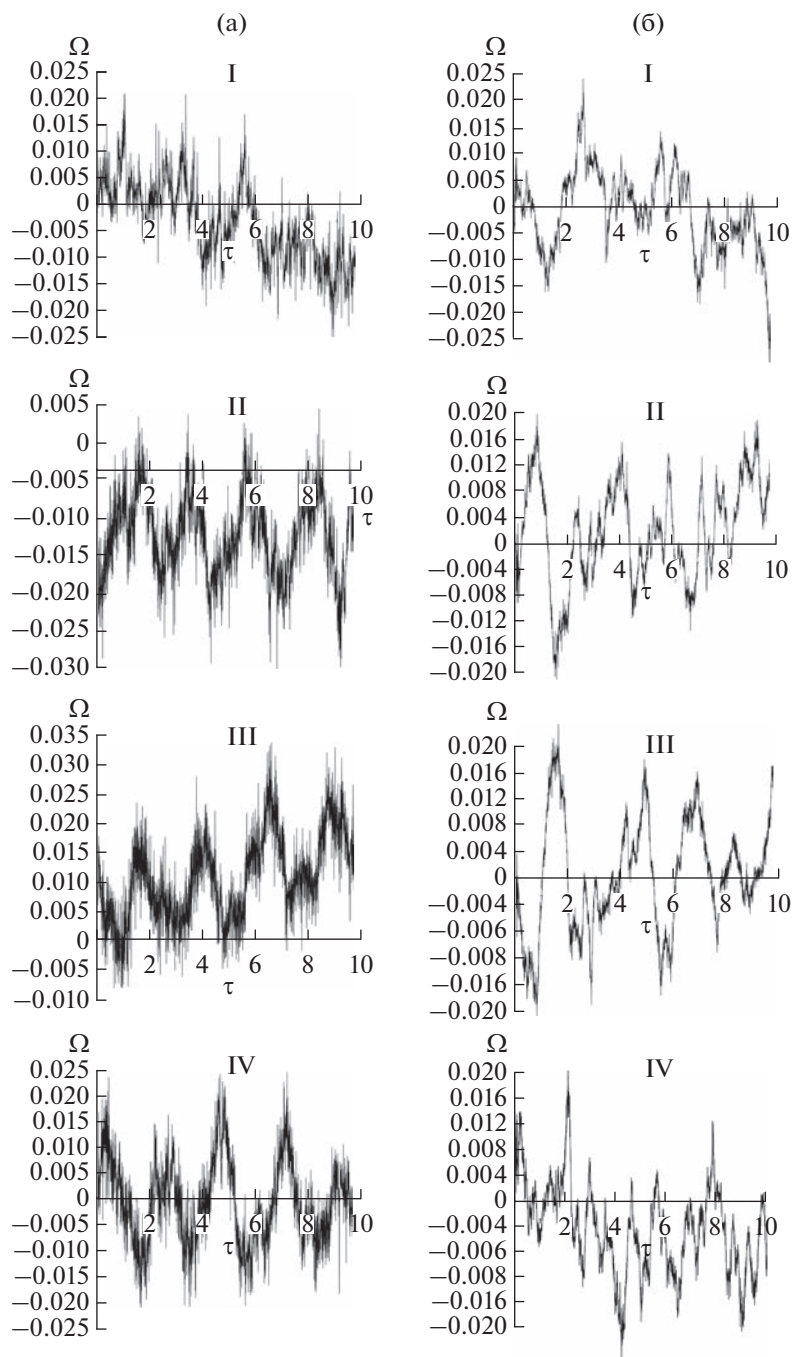


Рис. 9. Средние по секторам I–IV завихренности в эксперименте — (а) с аномальным воздействием электрического тока и (б) с безаномальным воздействием ($\tau = t/T$, $T = 30.8$ с).

аномалии в секторе I циркуляция в секторе II становится в среднем более антициклоничной, а в III-циклоничной.

Периодические осцилляции на рис. 9 с характерным временем ~ 60 – 80 являются отражением на графиках рис. 9 прохождения по секторам I–IV крупных вихрей, аналогичных вихрям на изображениях рис. 8. Следует заметить, что эффект появления отличной от нуля средней завихренности на рис. 9 для секторов II, III зависит от периода вра-

щения канала. В экспериментах с большим периодом $T = 42.4$ с этот эффект становится слабо выраженным.

Проводились эксперименты с другим способом внесения внешней аномалии в потоки в секторе I. Для этого электрод 1 на внешней границе канала оставался сплошным, так что ток $\vec{j}$ подводился ко всему круговому электроду на границе. Но магниты в секторе I были более слабыми, чем

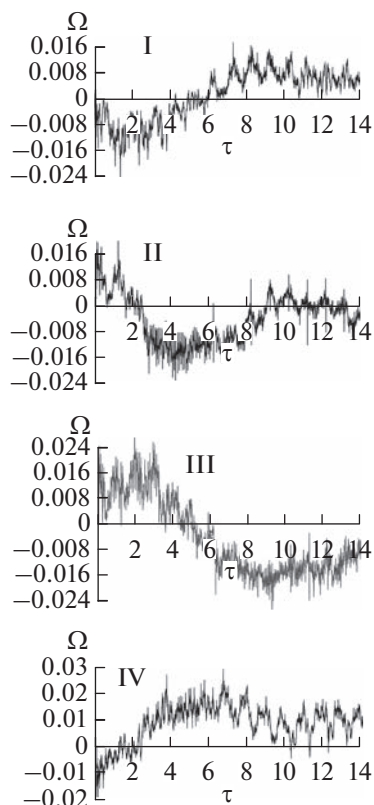


Рис. 10. Средние по секторам I–IV завихренности в эксперименте с аномальным расположением постоянных магнитов ($\tau = t/T$, $T = 21.2$ с).

на частях в остальных секторах (ферритовые магниты). В этом случае в секторе I была ослабленная вертикальная компонента поля, что приводит к уменьшению силы Ампера $\sim [\vec{j}, \vec{H}]$.

На рис. 10 показаны завихренность в секторах I–IV для экспериментов в описанной конфигурации при токе 500 мА между электродами 1 и 2 и периоде вращения $T = 21.2$ с. Здесь завихренности в секторах I и IV ведут себя в среднем синхронно, образуя антициклоническую завихренность, которая распространяется на секторах II, III — сгенерировалась циклоническая средняя завихренность, занимающая также “полушарие”. Это соответствует упомянутой выше картине стоячей волны Россби с волновым числом $m = 2$ (рис. 2д).

На рис. 11 показаны зависимости от времени угловых координат центров циклонов и антициклонов для экспериментов с одинаковым током $j = 400$ мА на электродах 1 и 3 (а, б) и аномальным действием тока (в, г и д, е) — соответственно, ток $j = 300$ мА на электроде 3 с током $j = 400$ мА на электроде 1 и ток $j = 100$ мА на 3 и $j = 400$ мА на 1 (эксперимент 1). В экспериментах, результаты которых показаны на рис. 11, внешний круг магнитов был удален, т.е., как и в численном экспе-

рименте на рис. 5, была реализована двухпотоковая конфигурация.

На рис. 11а, 11в, 11д показаны координаты (τ, λ) , $\tau = t/T$, $T = 29.2$ с центров циклонов для всех указанных выше случаев. В каждый момент времени имеется три циклона, которые видны на рис. 8 в треугольной структуре с огибающим их струйным потоком.

В безаномальном случае имеется 4–5 антициклонов (рис. 11б), которые движутся против часовой стрелки (увеличение угла λ) — это движение на запад в лабораторной конфигурации Южного полюса. Они практически с одинаковой скоростью движутся на запад вместе со связанными с ними циклонами (рис. 11а). Также на рис. 11б заметны короткоживущие антициклоны (отмечены тонкими прямыми линиями), которые почти стоят или медленно передвигаются в восточном направлении.

В случае слабоаномального распределения тока (рис. 11г) при токе $j = 300$ мА на электроде 3 движущиеся на запад антициклоны становятся менее заметны, но число короткоживущих квазистационарных антициклонов значительно увеличилось (тонкие линии на рис. 11г).

При сильной аномалии распределения тока ($j = 100$ мА на электроде 3) (рис. 11д, 11е) распределение циклонов (рис. 11д) в плоскости (τ, λ) становится более размытым, однако качественно близко к распределениям на рис. 11а, 11в.

В распределении антициклонов появилась долгоживущая (почти неделя по лабораторному времени) медленно движущаяся на восток структура в нижней половине сектора II (что на рис. 11е соответствует углам $3\pi/2 < \lambda < 2\pi$).

Появление таких структур было подтверждено в эксперименте 2 (средний ряд магнитов (рис. 7) был удален). На рис. 11аа, 11бб показаны координаты линий центров антициклонов в безаномальном случае (рис. 11аа, ток $j = 400$ мА на электроде 3) и в случае слабой аномальности (рис. 11бб) при токе $j = 300$ мА на электроде 3. В этом случае при $3\pi/2 < \lambda < 2\pi$ внизу сектора II развились несколько антициклонов, которые медленно дрейфовали к востоку.

Представляет интерес сопоставить результаты численных и лабораторных экспериментов по исследованию динамики центров циклонов и антициклонов с соответствующими данными для атмосферных полей скорости. На рис. 12а, 12б показаны зависимости от времени (месяцы, от мая (5) до октября (10)) долготы центров (от 0 до 120 град. восточной долготы) циклонов (рис. 12а) и антициклонов (рис. 12б), которые располагались в полосе широт от 35 до 65 град. с.ш. Центры определялись указанным выше методом по данным для поля скорости на уровне 500 мб для 2010 г.

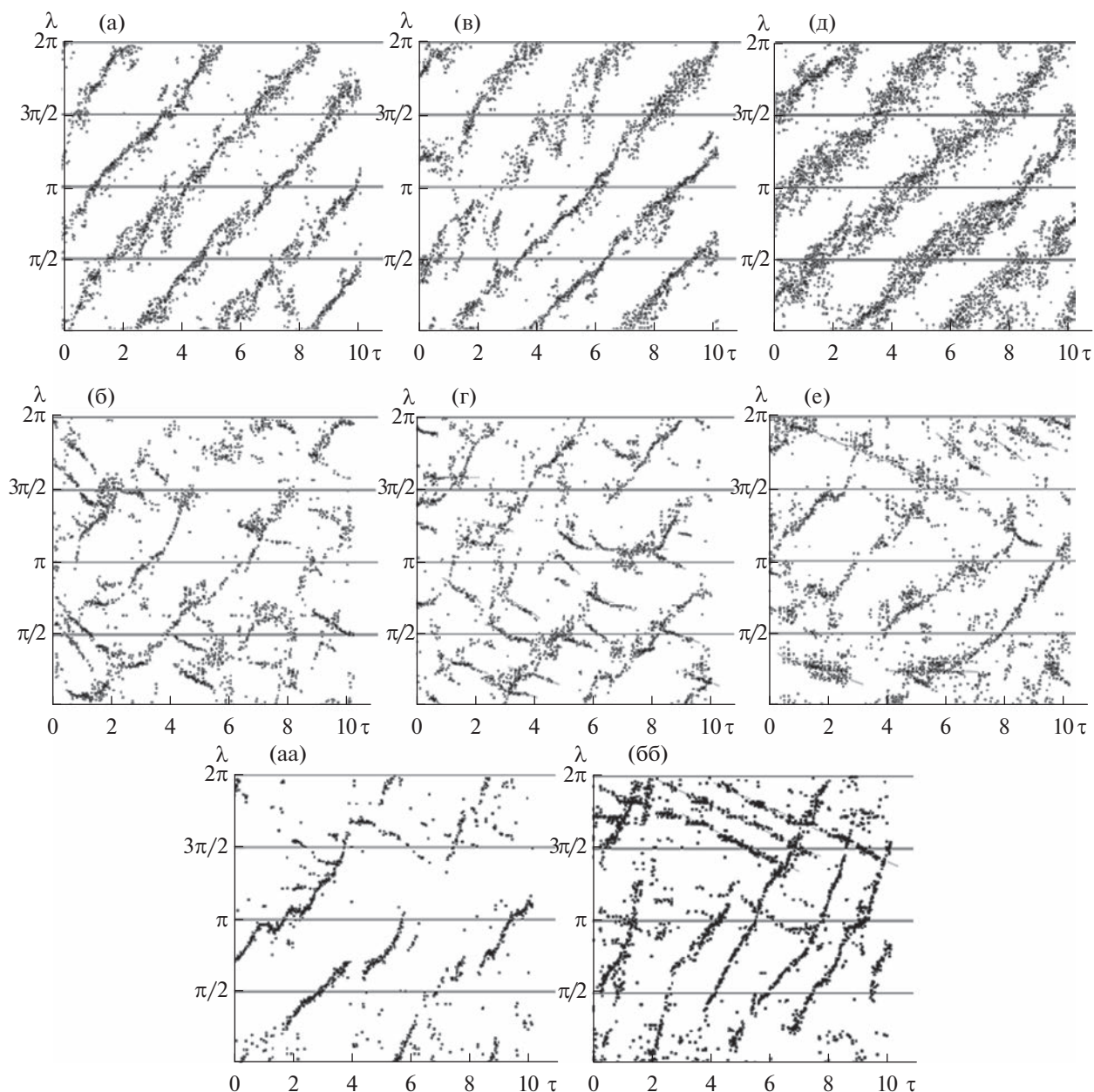


Рис. 11. Изменение во времени $\tau = t/T$ ($T = 29.2$ с) азимутальных угловых координат λ центров циклонов (а, в, д) и антициклонов (б, г, е) в лабораторном эксперименте 1: (а), (б) – с токами $j = 400$ мА на электроде 1 и $j = 400$ мА на электроде 3; (в), (г) – с токами $j = 400$ мА на электроде 1 и $j = 300$ мА на электроде 3; (д), (е) – с токами $j = 400$ мА на электроде 1 и $j = 100$ мА на электроде 3. Изменение центров циклонов в эксперименте 2 ($T = 29.6$ с): (аа) – с токами $j = 400$ мА на электроде 1 и $j = 400$ мА на электроде 3; (бб) – с токами $j = 400$ мА на электроде 1 и $j = 300$ мА на электроде 3.

В циклонической картине на рис. 12а заметна область (выделена овалом) между 40 и 60 град. в.д. в период от июня (6) по сентябрь (9), в которой почти отсутствуют циклоны, что свидетельствует о засушливом периоде в эти месяцы в европейской части РФ.

Линии центров антициклонов показывают, напротив, сгущение в течение того же периода в три месяца на долготах от 80 до 100 град. в.д. (ан-

тициклоны в Сибири, Казахстане и Монголии) и почти на месяц (с августа (8) по сентябрь (9)) на долготах от 30 до 50 град. в.д. Линии центров почти горизонтальны, что соответствует квазистационарному состоянию этих антициклонов.

В остальных областях диаграмм на рис. 12а, 12б циклоны и антициклоны показывают скореллированные движения на восток (наклоны вправо от вертикали) в условиях западного переноса об-

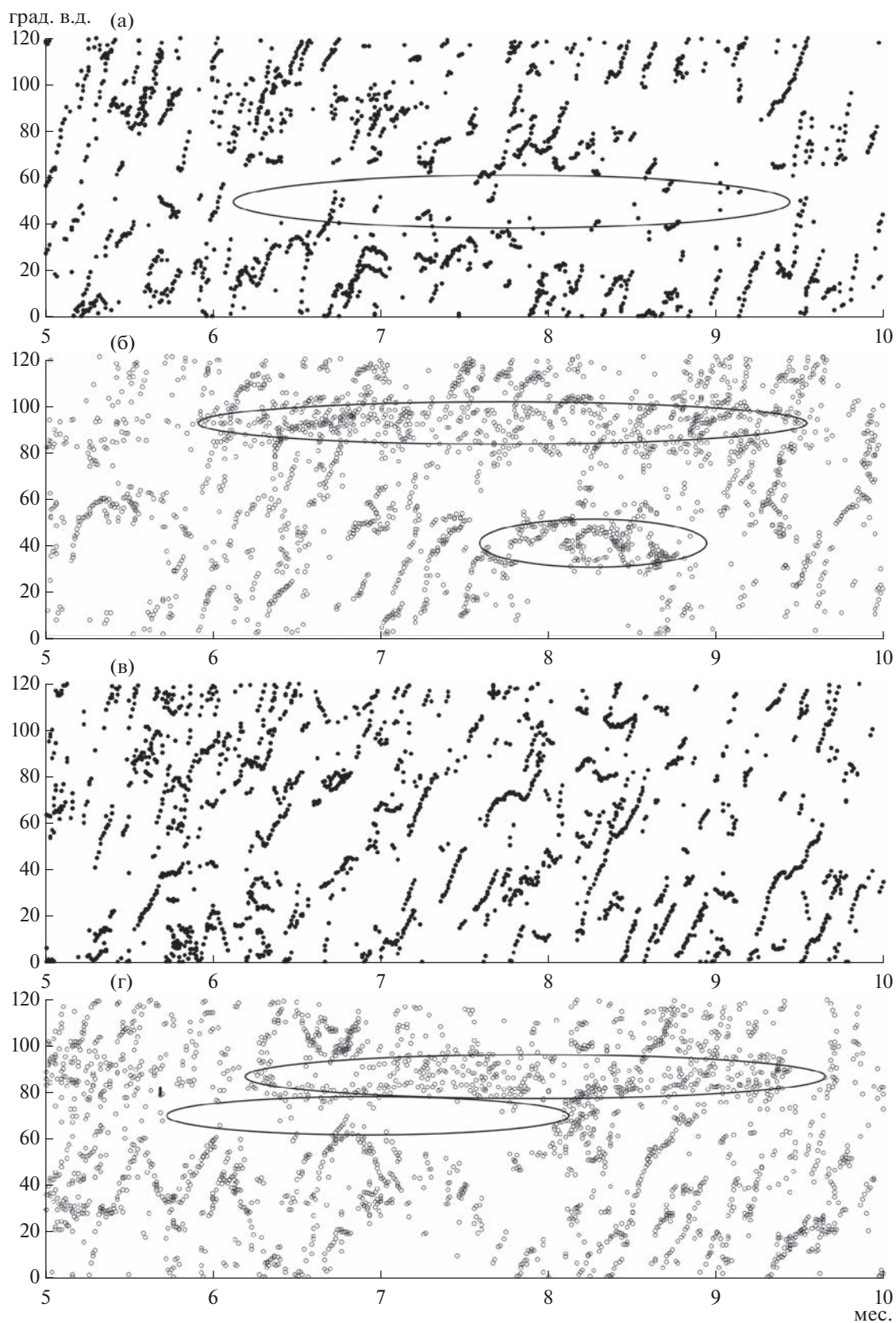


Рис. 12. Зависимости от времени (месяцы, от мая (5) до октября (10)) долготы центров (от 0 до 120 град. восточной долготы) циклонов и антициклонов, которые располагались в полосе широт от 35 до 65 град. с.ш.: (а), (б) — для 2010 г. (в), (г) — для 2013 г.

шей циркуляции атмосферы в средних широтах. При этом отсутствуют длительные промежутки времени, в течение которых циклоны останавливаются. В целом диаграммы на рис. 12а, 12б имеют сходство с рис. 5в, 5г, полученными численно: время жизни циклонов и антициклонов в обоих случаях относительно небольшое (до недели для атмосферы), что создает прерывистую (рваную) структуру линий центров.

Диаграммы на рис. 12а, 12б, относящиеся к аномальному для европейской части РФ. 2010 году, можно сопоставить с аналогичным периодом 2013 года. В этом случае линии циклонов почти однородно заполняют область диаграммы на рис. 12в (от мая (5) до октября (10) и от 0 до 120 град. в.д.), демонстрируя движение на восток. На диаграмме для антициклонов (рис. 12г) заметна традиционная область малоподвижных антициклонов между 80 до 100 град. в.д. в те же месяцы, что и для 2010 г. Но выделяется область между 60 и 80 град. в.д., где центры антициклонов отсутствуют — эта область территории РФ. заполнена проходящими циклонами.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как уже отмечалось выше, для воспроизведения стационарных аномалий при резонансном взаимодействии транзитных мод в лабораторных и численных экспериментах необходимо нарушение симметрии относительно зональных пространственных сдвигов. Такое нарушение можно сопоставить с изменением интенсивности субтропической ячейки Хэдли, которая из-за вращения Земли связана с ячейками средних и полярных широт.

Западный перенос в тропосфере средних широт обусловлен действием сил Кориолиса при движении воздуха от тропиков к северу (югу в Южном полушарии). Это осредненное движение в соответствующей ячейке Фарреля общей циркуляции атмосферы. Однако при нарушении (усилении или ослаблении) потока от экваториальной зоны к высоким широтам зональный западный перенос может меняться с соответствующим изменением циклонической или антициклонической активности в средних широтах и в полярной ячейке с вариациями в ней восточного переноса.

В численных и лабораторных экспериментах аномалии в потоке вносились путем изменения интенсивности источников-стоков или силы Ампера, действующей на проводящую жидкость. При этом в видимой картине распространения вихрей в канале не происходило каких-либо заметных изменений в секторе, в котором осуществлялось внешнее вмешательство (сравнить рис. 8а ($T = 42.1$ с) и рис. 8б ($T = 30.8$ с)). Однако результаты, показанные на рис. 9, 10, свидетельствуют, что для осредненных характеристик

поля вихря изменения при внесении аномалии заметны, причем по всей площади канала или отдельных его частях, не относящихся к сектору с внешней аномалией с усилением антициклонической вихревой составляющей (засушливые периоды) или циклонической завихренности (влажные периоды).

Наиболее существенным влияние внешних аномалий силового воздействия в численных и лабораторных экспериментах оказалось на динамику антициклонов. Сравнение линий центров антициклонов на рис. 3б и 4в, 5б и 5г, 11б и 11е показывает, что эти аномалии оказывают тормозящее влияние на скорость прохождения антициклонов по каналу, не влияя почти на динамику циклонов (рис. 3а и 4б, 11а, 11в и 11д). При этом значительная часть движущихся антициклонов или исчезает, или практически останавливается (рис. 11г, 11е), или возникают новые, квазистационарные (рис. 11бб). Но не они являются источником “блокировки” переноса, скорее их можно назвать “блокируемые”, а не “блокирующие” антициклоны.

Как показывают рис. 3б, 4в, рис. 11г, 11е в численных и лабораторных экспериментах антициклоны, если они передвигаются по каналу, имеют угловую скорость близкую к угловой скорости передвижения циклонов, т.е. с циклонами они образуют связанные структуры дипольного типа. Квазистационарные антициклоны образуют центры действия, препятствующие свободному перемещению таких дипольных образований.

Такая “смесь” стоячих и движущихся вихрей в потоке аналогична фоновой и переносной циркуляции волн в резонансном взаимодействии транзитных мод, рассмотренных выше, где кроме стационарной волны $\psi_0 = A_0 \cos(k_x x)$ имелись переносимые со скоростью $u_{\pm} = \frac{\omega \pm v}{k_x}$ волны с тем же зональным волновым числом k_x .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гледзер А.Е. Численная модель течений, генерируемых источниками и стоками в кольцевом вращающемся канале // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 3. С. 331–343.
- Гледзер А.Е. Генерация крупномасштабных структур и систем вихрей в численных экспериментах во вращающихся системах // Вычисл. мех. сплош. сред. 2015. Т. 8. № 4. С. 408–422.
- Гледзер Е.Б. Параметры подобию и центробежная конвективная неустойчивость горизонтально неоднородных циркуляций типа Хэдли // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 1. С. 36–47.
- Гледзер Е.Б., Должанский Ф.В., Обухов А.М. Системы гидродинамического типа и их применение. М.: Наука, 1981. 366 с.

- Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г. Экспериментальное обнаружение блокирования переноса вихрей и волн Россби при МГД-возбуждении квазидвумерных течений во вращающемся цилиндрическом сосуде // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. Вып. 6. С. 359–365.
- Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Черноуско Ю.Л. Зональные потоки, волны Россби и перенос вихрей в лабораторных экспериментах с вращающимся кольцевым каналом // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 2. С. 143–155.
- Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г., Шалимов С.Л. О структурах, наблюдаемых во вращающихся тонких слоях проводящей жидкости, и аномалиях геомагнитного поля // Физика Земли. 2018. Т. 4. С. 40–52.
- Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г. Многорежимность в тонких слоях жидкости во вращающихся кольцевых каналах // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2021. Т. 4. С. 138–150.
- Должанский Ф.В. Основы геофизической гидродинамики. М.: Физматлит, 2011. 264 с.
- Лоренц Э.Н. Природа и теория общей циркуляции атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 259 с.
- Матвеев Л.Т. Физика атмосферы. СПб.: Гидрометеиздат, 2000. 778 с.
- Мешалкин Л.Д., Синай Я.Г. Исследование устойчивости стационарного решения одной системы уравнений плоского движения несжимаемой вязкой жидкости // ПММ. 1961. Т. 25. № 6. С. 1140–1143.
- Моханакумар К. Взаимодействие стратосферы и тропосферы. М.: Физматлит, 2011. 452 с.
- Обухов А.М. К вопросу о геострофическом ветре // Известия АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1949. Т. 13. № 4. С. 281–306.
- Океанология. Физика океана. Т. 2. Гидродинамика океана. Ответственные редакторы В.М. Каменкович, А.С. Монин. М.: Наука, 1978. 435 с.
- Чагелишвили Г.Д., Чхетиани О.Г. Трансформация волн Россби в сдвиговых течениях // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. Вып. 4. С. 41–48.
- Чхетиани О.Г., Калашиник М.В., Чагелишвили Г.Д. Динамика и блокирование волн Россби в квазидвумерных сдвиговых течениях // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. Вып. 2. С. 84–89.
- Чхетиани О.Г., Калашиник М.В. Связь блокингов с транзитными неустойчивостями / Интенсивные атмосферные вихри и их динамика. Под ред. И.И. Мохова, М.В. Курганского, О.Г. Чхетиани. М.: Геос, 2018. С. 189–199.
- Шухман И.Г. Транзиентный рост и оптимальные возмущения на примере простейшей динамической модели // Доклады академии наук. 2005. Т. 402. С. 759–761.
- Antar B.N., Fowles W.W. Baroclinic Instability of a rotating Hadley cell // J. Atmos. Sci. 1981. V. 38. P. 2130–2141.
- Gledzer E.B., Ponomarev V.M. Instability of bounded flows with elliptical streamlines // J. Fluid Mech. 1992. V. 240. P. 1–30.
- Cook K.H. Role of continents in driving the Hadley cell // J. Atmos. Sci. 2003. V. 60. P. 957–976.
- Sverdrup H.U. Wind-driven currents in a baroclinic ocean; with application to the equatorial currents of the Eastern Pacific // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 1947. V. 33. № 11. P. 318–326.

Rossby Waves and Zonal Flux Anomalies in Hadley and Ferrell Cell Analogs of the General Atmospheric Circulation: Model and Experiments

A. E. Gledzer¹, E. B. Gledzer¹, A. A. Khapaev¹, and O. G. Chkhetiani¹, *, **

¹Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia

*e-mail: lgg@ifaran.ru

**e-mail: ochkheti@ifaran.ru

The circulation of the form of axisymmetrically flow with induced anomalies (disturbances) in closed rotating annular channel with conical bottom is generated by sources-sinks and MHD-method. The reducing of external forcing affects the changes of the anticyclones translation speed, but not the cyclones. The great part of moving anticyclones can disappear or stoped or new quasistationary cyclones may realized, whereas there are no change in the flow pattern in the sector where external anomalies take a place. But the variations in averaged parameters of the flow vortex are distinguished for the entire channel area and for their part. These anomalies physically are the weakness of subtropical Hadley cell with diminishing of passats in some sector of subequatorial atmospheric circulation and also the weakness the westerlies in the middle latitudes. The superposition of blocked and transported vortices are investigated with the help of simple analytical resonance interaction model for transient (with the maximum of velocity) modes in the shear flow. The amplitude of stationary background and the famous Sverdrup relation of the free surface streamfunction in the west oceanic shore intensification are affected in the same way from the beta-effect.

Keywords: general circulation anomalies, Hadley cells and Ferrel cells, blocking, resonance interaction, Rossby waves, transient instability, annular channel, shallow-water equations, MHD-experiments

УДК 551.51

АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОНВЕКЦИИ С ЗАДЕРЖИВАЮЩИМИ СЛОЯМИ В АТМОСФЕРЕ

© 2023 г. Л. Х. Ингель^{а, б, *}

^аФГБУ “НПО “Тайфун”, ул. Победы, 4, Обнинск, 249038 Россия

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

*e-mail: lev.ingel@gmail.com

Поступила в редакцию 13.03.2023 г.

После доработки 30.03.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Теоретически исследуется взаимодействие различных форм конвекции с устойчиво стратифицированными задерживающими слоями в атмосфере. Рассмотрены три различные постановки задачи. 1) Линейная задача с заданными возмущениями температуры и вертикальной скорости на нижней границе устойчиво стратифицированной среды. 2) Проникновение в такую среду изолированного турбулентного термика. 3) Воздействие на задерживающий слой интенсивной конвективной турбулентной струи. Найдены аналитические решения соответствующих модельных задач. Обсуждается возможность связи рассмотренных моделей с сигнатурами интенсивной конвекции, в частности, с куполообразными выступами над наковальной кучево-дождевого облака (или кластера конвективной системы), представляющими собой вторжение мощного восходящего потока в устойчиво стратифицированную среду.

Ключевые слова: конвекция в атмосфере, задерживающие слои, устойчивая стратификация, тропопауза, струи, термики, аналитические модели, нелинейность

DOI: 10.31857/S0002351523040089, **EDN:** YNTULS

1. ВВЕДЕНИЕ

Для тропосферы весьма характерны ситуации, в которых горизонтальный слой воздуха, охваченный конвекцией (с неустойчивой или близкой к нейтральной стратификацией плотности) ограничен сверху устойчиво стратифицированным “задерживающим” слоем. По многим причинам, представляет интерес взаимодействие конвективных элементов с такими слоями. Важно представлять, до какой степени задерживающий слой деформируется конвекцией, в частности, в каких случаях он может быть “пробит”. Один из важных примеров — “пробивание” тропопазы над мощными конвективными системами, которые нередко являются генераторами опасных конвективных явлений (см., например, [Chernokulsky et al., 2023; Bedka, 2011; Marion et al., 2019] и библиографию в этих изданиях). Происходящие в этих системах интенсивные конвективные процессы иногда проявляются в виде определенных диагностических признаков (индикаторов, паттернов) — так называемых сигнатур интенсивной конвекции. Эти признаки обнаруживаются в дистанционных данных различного типа: спутниковых, радарных, грозопеленгационных и др. и, по результатам некоторых исследований, установлена стати-

стическая связь наблюдаемых сигнатур с регистрацией опасных конвективных явлений. К таким сигнатурам относится, в частности, Overshooting Top (OT) — куполообразный выступ над наковальной кучево-дождевого облака (или кластера конвективной системы), представляющий собой вторжение мощного восходящего потока в устойчиво стратифицированную среду. Такие сигнатуры могут нести важную диагностическую и прогностическую информацию. Например, OT демонстрирует заметную корреляцию с интенсивностью торнадо. Поэтому важно научиться связывать наблюдаемую картину (например, высоту упомянутого “купола”, наблюдаемую глубину проникновения восходящего потока в устойчиво стратифицированную среду) со свойствами восходящего потока (скоростью, плавучестью). В настоящей работе предложены некоторые аналитические модели подобных процессов. В следующем разделе в качестве первого шага рассмотрена задача о деформации устойчиво стратифицированной среды слабыми (линейными) стационарными возмущениями на нижней границе. Затем рассмотрены нелинейные задачи. В разделе 3 исследовано интенсивное нестационарное воздействие изолированного термика, а в разделе 4 — турбулентной конвективной струи.

2. ЛИНЕЙНЫЙ СТАЦИОНАРНЫЙ ОТКЛИК УСТОЙЧИВО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ СРЕДЫ НА ОТКЛОНЕНИЯ ПЛАВУЧЕСТИ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА НИЖНЕЙ ГРАНИЦЕ

Рассматривается устойчиво стратифицированная полуограниченная среда в области $z \geq 0$ (ось z направлена вертикально вверх). Используя приближение Буссинеска, предполагаем, что плотность среды линейно зависит от возмущений температуры (в задачах физики атмосферы в качестве соответствующей переменной удобно использовать отклонения потенциальной температуры [Гилл, 1986]) T :

$$\rho = \bar{\rho}(1 - \alpha T). \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность, $\bar{\rho}$ — фоновое (отсчетное) значение плотности, α — термический коэффициент расширения среды.

В данном разделе рассматриваются термические и динамические неоднородности с горизонтальными масштабами не более нескольких десятков километров, так что кориолисовы ускорения не учитываются. Линеаризованная система уравнений динамики и переноса тепла для стационарной двумерной задачи имеет вид [Гилл, 1986; Stommel, Veronis, 1957; Ингель, Макоско, 2020]:

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial x} + \nu \Delta u, \quad 0 = -\frac{\partial P}{\partial z} + \nu \Delta w + \alpha g T, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad \gamma w = \kappa \Delta T. \quad (3)$$

Здесь u, w — составляющие вектора скорости $\mathbf{v}$ вдоль горизонтальной оси x и вертикальной оси z соответственно; $P = p/\bar{\rho}$, p — возмущение давления; g — ускорение свободного падения; ν, κ — коэффициенты обмена; $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2$ — двумерный оператор Лапласа; температурная стратификация предполагается устойчивой, так что фоновый градиент потенциальной температуры $\gamma > 0$.

Предполагается, что на нижней границе заданы гармонические по горизонтали термические и динамические возмущения, а для горизонтальной скорости — условие скольжения:

$$T = T_0 \cos kx, \quad w = w_0 \cos kx, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad \text{при} \quad z = 0. \quad (4)$$

Формулировка задачи с гармоническими граничными условиями позволяет получить прозрачные аналитические решения, и это широко используется, начиная, по меньшей мере, с работы [Stommel, Veronis, 1957]. Что касается условия скольжения, оно в данной задаче не принципиально и может быть без качественных изменений заменено, например, более общим краевым условием тре-

тьего рода. Предполагается, что вдали от нижней границы (при $z \rightarrow \infty$) все возмущения затухают.

Ищем гармонические по горизонтальной координате решения в виде:

$$u(x, z) = U(z) \sin kx, \quad w(x, z) = W(z) \cos kx, \\ P(x, z) = \Phi(z) \cos kx, \quad T(x, z) = \theta(z) \cos kx.$$

Система уравнений для амплитуд имеет вид

$$-k\Phi = \nu \left(\frac{d^2 U}{dz^2} - k^2 U \right), \quad (5)$$

$$\frac{d\Phi}{dz} = \nu \left(\frac{d^2 W}{dz^2} - k^2 W \right) + \alpha g \theta,$$

$$kU + \frac{dW}{dz} = 0, \infty \quad (6)$$

$$\gamma W = \kappa \left(\frac{d^2 \theta}{dz^2} - k^2 \theta \right). \quad (7)$$

Исключая из последней системы все неизвестные кроме W , получаем уравнение

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} - 1 \right)^3 W = RW, \quad R = \frac{N^2}{\kappa \nu k^4}, \quad N = (\alpha g \gamma_T)^{1/2}. \quad (8)$$

Здесь введены частота плавучести N , безразмерная переменная $Z = kz$ и безразмерный параметр $R > 0$, являющийся некоторым аналогом числа Рэлея.

Решение уравнения (8) стандартным образом ищем в виде линейной комбинации экспонент типа $\exp(\sigma Z)$. Характеристическое уравнение имеет вид

$$(\sigma^2 - 1)^3 = R. \quad (9)$$

С учётом затухания при $z \rightarrow \infty$, решение для вертикальной скорости представляет собой линейную комбинацию трёх экспонент

$$w(x, z) = \sum_{j=1}^3 C_j \exp(k\sigma_j z) \cos kx, \quad (10)$$

где отобраны корни σ_j с отрицательными действительными частями (здесь предполагается, что эти корни различны); постоянные интегрирования C_j определяются из краевых условий.

Расчеты заметно упрощаются с учетом того, что при рассматриваемых значениях параметров обычно $R \gg 1$. Например, при $N = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\kappa = \nu = 10 \text{ м}^2/\text{с}$ (эффективные коэффициенты турбулентного обмена), $k = 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ (что соответствует длине горизонтальной полуволны около 3 км) $R = 10^6$. С учетом больших значений R , горизонтальные производные в рассматриваемой системе уравнений малы по сравнению с верти-

кальными, абсолютные значения входящих в (10) корней характеристического уравнения велики; их приближенные значения:

$$\sigma_1 \approx -R^{1/6}, \quad \sigma_{2,3} \approx R^{1/6} \exp\left(\pm \frac{2}{3}\pi i\right) = R^{1/6} \left(-\frac{1}{2} \pm i \frac{\sqrt{3}}{2}\right).$$

Для коэффициентов C_j , с учетом краевых условий получается приближенная система алгебраических уравнений:

$$C_1 + C_2 \exp\left(-\frac{2}{3}\pi i\right) + C_3 \exp\left(\frac{2}{3}\pi i\right) = 0,$$

$$C_1 + C_2 + C_3 = w_0,$$

$$C_1 + C_2 \exp\left(\frac{2}{3}\pi i\right) + C_3 \exp\left(-\frac{2}{3}\pi i\right) = w_1,$$

где введено обозначение

$$w_1 \equiv \frac{\kappa k^2}{\gamma} T_0 R^{1/3} = \alpha g T_0 \left(\frac{\kappa^2 k^2}{\nu N^4}\right)^{1/3}.$$

Ее решение:

$$C_1 = \frac{1}{3}(w_0 + w_1), \quad C_{2,3} = \frac{1}{3}\left(w_0 - \frac{w_1}{2}\right) \mp \frac{i}{2\sqrt{3}}w_1.$$

Для полей скорости, температуры и давления получаем приближенное решение:

$$\begin{aligned} w &\approx \frac{1}{3} \left\{ (w_0 + w_1) \exp(-R^{1/6} kz) + \right. \\ &+ \left[(2w_0 - w_1) \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2} R^{1/6} kz\right) + \sqrt{3}w_1 \times \right. \\ &\times \left. \sin\left(\frac{\sqrt{3}}{2} R^{1/6} kz\right) \right] \exp\left(-\frac{1}{2} R^{1/6} kz\right) \Big\} \cos(kx), \\ u &\approx \frac{1}{3} R^{1/6} \left\{ (w_0 + w_1) \exp(-R^{1/6} kz) - \right. \\ &- \left[(2w_1 - w_0) \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2} R^{1/6} kz\right) - \sqrt{3}w_0 \times \right. \\ &\times \left. \sin\left(\frac{\sqrt{3}}{2} R^{1/6} kz\right) \right] \exp\left(-\frac{1}{2} R^{1/6} kz\right) \Big\} \sin(kx), \\ T &\approx \frac{\gamma}{3\kappa k^2 R^{1/3}} \left\{ (w_0 + w_1) \exp(-R^{1/6} kz) - \right. \\ &- \left[(w_0 - 2w_1) \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2} R^{1/6} kz\right) + \sqrt{3}w_0 \times \right. \\ &\times \left. \sin\left(\frac{\sqrt{3}}{2} R^{1/6} kz\right) \right] \exp\left(-\frac{1}{2} R^{1/6} kz\right) \Big\} \cos(kx), \\ p &\approx \frac{\bar{p} N^2}{3\kappa k^3 R^{1/2}} \left\{ -(w_0 + w_1) \exp(-R^{1/6} kz) + \right. \\ &+ \left[(2w_0 - w_1) \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2} R^{1/6} kz\right) + \sqrt{3}w_0 \times \right. \\ &\times \left. \sin\left(\frac{\sqrt{3}}{2} R^{1/6} kz\right) \right] \exp\left(-\frac{1}{2} R^{1/6} kz\right) \Big\} \cos(kx). \end{aligned}$$

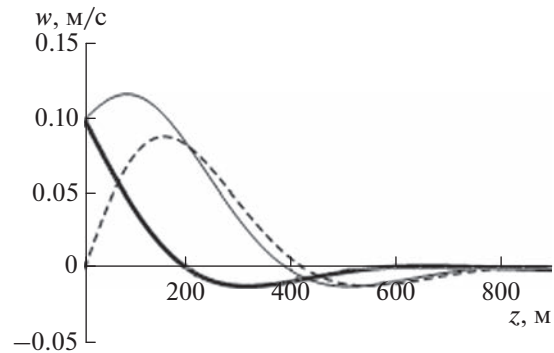


Рис. 1. Примеры профилей вертикальной скорости на вертикали $x = 0$ при $N = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\kappa = \nu = 10 \text{ м}^2/\text{с}$, $k = 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ для различных краевых условий: $w_0 \approx 0.1 \text{ м/с}$, $w_1 \approx 0$, $\tau = 0$ (отсутствие температурных возмущений на нижней границе, толстая линия); $w_0 \approx 0.1 \text{ м/с}$, $w_1 \approx 0.3$, $\tau = 3$ (на нижней границе заданы как “динамические”, так и “термические” возмущения, тонкая сплошная линия); $w_0 \approx 0$, $w_1 \approx 0.3$, $\tau = \infty$ (на нижней границе задано только отклонение температуры, штриховая линия).

Все возмущения затухают на вертикальных масштабах порядка $(R^{1/6} k)^{-1}$, много меньших горизонтального масштаба возмущений k^{-1} . Иными словами, при $R \gg 1$ возмущения проникают в относительно тонкий слой устойчиво стратифицированной среды. Для приведенных выше численных значений параметров толщина такого слоя не превышает первых сотен метров.

Величины w_0, w_1 обусловлены заданными отклонениями вертикальной скорости и температуры на нижней границе рассматриваемой области соответственно. Их безразмерное отношение

$$\tau \equiv \frac{w_1}{w_0} = \frac{\kappa k^2}{\gamma} \frac{T_0}{w_0} R^{1/3} = \alpha g \frac{T_0}{w_0} \left(\frac{\kappa^2 k^2}{\nu N^4}\right)^{1/3}$$

определяет соотношение вкладов “термического” и “динамического” источников возмущений.

На рис. 1, 2 представлены примеры профилей вертикальной скорости и отклонений температуры на вертикали $x = 0$ для различных значений w_0, T_0 и приведенных выше численных значений параметров. Чисто динамический форсинг ($T_0 = 0$, $w_0 \neq 0$) приводит к подъему относительно холодных объемов среды, адиабатическому охлаждению — это демонстрирует толстая кривая на рис. 2. При нагреве на нижней границе плавучесть сначала положительна, вертикальная скорость возрастает. Но затем, вследствие адиабатического охлаждения, плавучесть убывает, становится отрицательной, и восходящее движение прекращается.

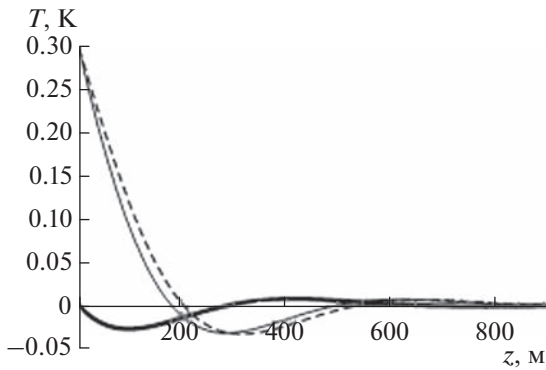


Рис. 2. Профили отклонений температуры для тех же краевых условий, что на рис. 1.

3. ПРОНИКНОВЕНИЕ ИНТЕНСИВНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕРМИКА В УСТОЙЧИВО СТРАТИФИЦИРОВАННУЮ СРЕДУ

В предыдущем разделе рассматривался случай слабого воздействия на устойчиво стратифицированную среду (малые скорости и слабый перегрев на нижней границе). В настоящем разделе рассматривается задача о внедрении в среду достаточно интенсивного конвективного элемента — изолированного турбулентного термика.

Воспользуемся имеющимися в литературе результатами теоретических исследований динамики турбулентных термиков (см., например, [Ингель, 2021] и библиографию в этой работе). Согласно упомянутой работе, рассматриваем систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} R^3 &= 3\beta R^2 w, \quad \frac{d}{dt} (R^3 w) = \beta_1 R^3 b, \\ \frac{d}{dt} (R^3 b) &= -N^2 R^3 w. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь t — время; R, w, b — радиус, скорость всплывания и удельная плавучесть термика соответственно. Последняя имеет размерность ускорения и выражается соотношением $b = -g\rho'/\bar{\rho}$, где ρ' — отклонение плотности (в [Ингель, 2021] в этом равенстве содержится описка — пропущен отрицательный знак). На нижней границе $z = 0$ заданы значения R_0, w_0, b_0 соответственно. Через β, β_1 обозначены безразмерные константы. Первая из них определяется интенсивностью вовлечения окружающей среды; в литературе рекомендуются, в частности, значения $\beta = 1/4, \beta_1 = 2/3$.

В процессе монотонного вертикального движения термика, имеет место взаимно-однозначное соответствие между его вертикальной координатой z (уровнем его условного центра) и временем. По-

этому можно вместо времени использовать переменную z , имея в виду, что

$$w = \frac{dz}{dt}, \quad \frac{d}{dt} = \frac{d}{dz} \frac{dz}{dt} = w \frac{d}{dz}. \quad (12)$$

С учетом (12), из второго и третьего уравнений (11) нетрудно получить выражения [Ингель, 2021]:

$$\begin{aligned} b &= b_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - \frac{1}{R^3} \int_0^z N^2 R^3 dz', \\ w &= \left[w_0^2 \left(\frac{R_0}{R} \right)^6 + \frac{2\beta_1}{R^6} \int_0^z R^6 b dz' \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Из первого уравнения (11) следует

$$R = R_0 + \beta z. \quad (14)$$

В общем случае это решение приводит к довольно громоздким явным выражениям. Они несколько упрощаются если ограничиться случаем не зависящей от z стратификации $N = \text{const}$. Примем еще одно упрощение. Если начальный радиус рассматриваемого конвективного элемента R_0 достаточно большой (например, порядка 1 км), то в процессе ограниченного по высоте проникновения термика в задерживающий слой, согласно (14), его размеры существенно не изменятся. Поэтому при относительно небольших перемещениях термика можно пренебрегать изменением его размеров. В этом приближении решение имеет вид

$$b = b_0 - N^2 z, \quad w = w_0 \left(1 + \frac{2\beta_1 b_0}{w_0^2} z - \frac{\beta_1 N^2}{w_0^2} z^2 \right)^{1/2}.$$

Плавучесть (перегрев) термика в этом приближении линейно убывает с высотой. Подъем прекращается на высоте

$$h = \frac{b_0}{N^2} + \left(\frac{b_0^2}{N^4} + \frac{w_0^2}{\beta_1 N^2} \right)^{1/2}, \quad (15)$$

где w обращается в ноль. Пусть, например, начальная скорость термика $w_0 = 10$ м/с, его начальный перегрев 3 К, а $N = 10^{-2}$ с. Начальная плавучесть b_0 в этом случае порядка 0.1 м/с², и все слагаемые в (15) одного порядка. Механический импульс и перегрев вносят примерно одинаковый вклад в высоту проникновения термика h , которая при рассматриваемой умеренной стратификации составляет примерно 2 км.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИНТЕНСИВНОЙ КОНВЕКТИВНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ С ЗАДЕРЖИВАЮЩИМ СЛОЕМ

Воспользуемся теорией конвективных турбулентных струй, развитой в [Вульфсон и др., 1987]. С использованием приближения пограничного слоя, вытянутого вдоль оси струи, и гипотезы подобия профилей вертикальной скорости и температурного возмущения в интенсивной струе введена система уравнений

$$\frac{d}{dz}(wR)^2 = \frac{a_2}{a_1} \alpha g \theta R^2, \quad \frac{d}{dz}(w\theta R^2) = -\frac{a_4}{a_3} \gamma w R^2. \quad (16)$$

Здесь $R(z)$ – радиус струи (эта функция определяется интенсивностью вовлечения), w и θ – вертикальная скорость и отклонение температуры на оси струи соответственно; a_i – безразмерные коэффициенты, значения которых выражаются через интегралы от предполагаемых радиальных профилей w и θ . В [Вульфсон и др., 1987] из эмпирических данных приняты радиальные зависимости типа $\sqrt{1 - (r/R(z))^2}$, для которых $a_1 = a_3 = 1/4$, $a_2 = a_4 = 1/3$.

На нижней границе $z = 0$ предполагаются заданными скорость $w_0 > 0$ и отклонение температуры θ_0 . Зависимость $R(z)$, в [Вульфсон и др., 1987], как и в предыдущем разделе, предполагается линейной. Снова будем предполагать, что к началу взаимодействия струи с устойчиво стратифицированной средой она достаточно широкая и до ее остановки в этой среде она не успевает существенно расширяться. Пренебрегая изменением R , получаем более простую систему уравнений:

$$\frac{d}{dz}(w)^2 = \frac{a_2}{a_1} \alpha g \theta, \quad \frac{d}{dz}(w\theta) = -\frac{a_4}{a_3} \gamma w. \quad (17)$$

Из первого уравнения (17),

$$\theta = \frac{2a_1 w}{a_2 \alpha g} \frac{dw}{dz}. \quad (18)$$

Подставив (18) во второе уравнение (17), при $w \neq 0$ приходим к уравнению

$$w \frac{d^2 w}{dz^2} + 2 \left(\frac{dw}{dz} \right)^2 = -AN^2, \quad A \equiv \frac{a_2 a_4}{2a_1 a_3}. \quad (19)$$

Если $N = \text{const}$, то независимая переменная z не входит в явном виде в (19), и это уравнение допускает понижение порядка. Для переменной $\chi \equiv dw/dz$ получаем уравнение первого порядка

$$w\chi \frac{d\chi}{dw} + 2\chi^2 = -AN^2,$$

линейное относительно χ^2 :

$$\frac{d(\chi^2)}{d(\ln w)} + 4\chi^2 = -2AN^2.$$

Последнее уравнение, очевидно, имеет частное решение $\chi^2 = -AN^2/2$, так что, общее решение можно записать в виде

$$\chi^2 \equiv \left(\frac{dw}{dz} \right)^2 = -\frac{AN^2}{2} + \frac{D}{w^4}, \quad (20)$$

где D – постоянная интегрирования. Приняв приведенные выше значения постоянных a_i , можно записать

$$\frac{dw}{dz} = \pm \left(-\frac{4}{9} N^2 + \frac{D}{w^4} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Из (18) следует, что

$$\left. \frac{dw}{dz} \right|_{z=0} = \frac{a_2 \alpha g \theta_0}{2a_1 w_0}.$$

С учетом этого, из (20) при указанных значениях постоянных a_i , находим

$$D = \frac{4}{9} w_0^2 [(\alpha g \theta_0)^2 + (N w_0^2)].$$

Теперь (21) можно записать в виде

$$w^2 \frac{dw}{dz} = \pm \frac{2}{3} N \left(w_0^4 + \frac{\alpha g}{\gamma} \theta_0^2 w_0^2 - w^4 \right)^{1/2}. \quad (22)$$

Остановимся на вопросе о выборе знака в (22). Как видно из (18), для восходящих струй ($w > 0$) знак dw/dz должен совпадать со знаком отклонения температуры. Следовательно, если на нижней границе задан положительный перегрев $\theta_0 > 0$, то сначала (до некоторого уровня) в (22) следует выбирать положительный знак. Вводя обозначения

$$w_* = \left(w_0^4 + \frac{\alpha g}{\gamma} \theta_0^2 w_0^2 \right)^{1/4} = w_0 \left(1 + \frac{\alpha g}{\gamma} \frac{\theta_0^2}{w_0^2} \right)^{1/4}, \quad (23)$$

$$\xi = \frac{w}{w_*},$$

(22) можно переписать в виде

$$\xi^2 \frac{d\xi}{dz} = \pm \frac{2}{3} \frac{N}{w_*} (1 - \xi^4)^{1/2}. \quad (24)$$

Согласно вышеизложенному, на нижних уровнях при $w \leq w_*$, когда $\xi \leq 1$, в (24) следует выбрать по-

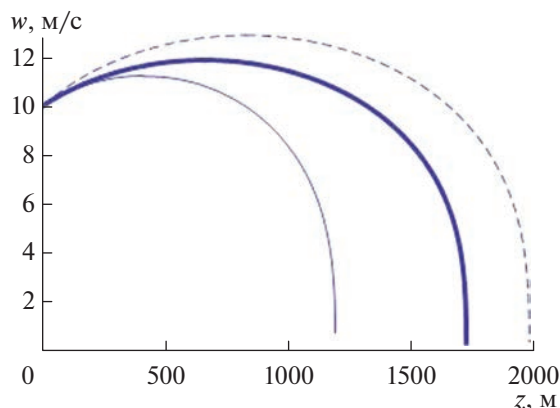


Рис. 3. Зависимости скорости восходящей конвективной струи в устойчиво стратифицированной среде от высоты при $w_0 = 10$ м/с, $\theta_0 = 3$ К, $\gamma = 3 \times 10^{-3}$ К/м (толстая линия), при тех же значениях параметров за исключением $\gamma = 5 \times 10^{-3}$ К/м (тонкая сплошная линия), при $w_0 = 10$ м/с, $\theta_0 = 4$ К, $\gamma = 3 \times 10^{-3}$ К/м (штриховая линия).

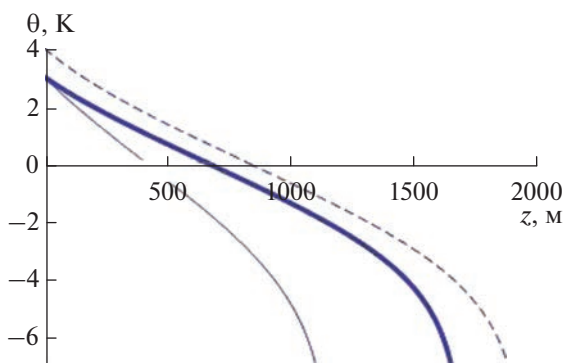


Рис. 4. Зависимости отклонения температуры восходящей струи при тех же значениях параметров, что и на предыдущем рисунке.

ложительный знак, так что в этой области неявное решение в квадратурах можно записать в виде

$$z = \frac{3 w_*}{2 N} \int_{w_0/w_*}^{w/w_*} \frac{\xi^2 d\xi}{(1 - \xi^4)^{1/2}}. \quad (25)$$

Благодаря начальному нагреву, струя ускоряется и при

$$z = z_* \equiv \frac{3 w_*}{2 N} \int_{w_0/w_*}^1 \frac{\xi^2 d\xi}{(1 - \xi^4)^{1/2}} \quad (26)$$

достигает максимальной скорости $w = w_*$. В процессе подъема происходит адиабатическое охлаждение, температура струи понижается, и при $z = z_*$ перегрев, как и dw/dz обращаются в ноль.

Дальнейший замедляющийся подъем происходит по инерции при отрицательной плавучести, и в равенствах (21), (22), (24) следует выбирать отрицательный знак. Неявное решение в этой области имеет вид

$$z = z_* - \frac{3 w_*}{2 N} \int_1^{w/w_*} \frac{\xi^2 d\xi}{(1 - \xi^4)^{1/2}}. \quad (27)$$

Полная высота подъема струи от нижней границы задерживающего слоя:

$$z = z_* + \frac{3 w_*}{2 N} \int_0^1 \frac{\xi^2 d\xi}{(1 - \xi^4)^{1/2}}. \quad (28)$$

Интегралы в (25)–(28) выражаются через эллиптические интегралы E и F [Справочник по специальным функциям, 1979] и подробно проанализированы и табулированы в [Вульфсон и др., 1987]. Значение интеграла на максимальном интервале:

$$\int_0^1 \frac{\xi^2 d\xi}{(1 - \xi^4)^{1/2}} \approx 0.5990.$$

Таким образом, полная высота подъема струи порядка w_*/N . Если, например, $w_0 = 10$ м/с, $\theta_0 = 3$ К, $\gamma = 3 \times 10^{-3}$ К/м, то второе слагаемое в скобках в (23) равно единице и $w_* = 2^{1/4} w_0 \approx 12$ м/с, а вертикальный масштаб $3w_*/2N$ приближается к 2 км. На рис. 3, 4 приведены примеры зависимостей скорости и отклонения температуры струи от высоты при различных значениях параметров. Рисунки дают представление о том, в какой степени увеличение устойчивости стратификации уменьшает достигаемую струей высоту, а начальный перегрев способствует ее увеличению. Следует иметь в виду, что рассматриваемая модель [Вульфсон и др., 1987] предполагает достаточно большие скорости подъема струи, так что решения вблизи уровней остановки струи не претендуют на адекватность.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено взаимодействие различных типов конвекции с расположенным выше устойчиво стратифицированным слоем среды. Найдены аналитические выражения для высоты проникновения возмущений. Высота проникновения интенсивной турбулентной струи согласуется по порядку величины с наблюдаемыми сигнатурами интенсивных конвективных явлений типа Overshooting Tops. Модели допускают дальнейшее развитие и уточнения. В частности, может быть

учтено расширение с высотой рассматриваемых конвективных элементов — струй и термиков.

Автор признателен рецензенту за полезные замечания и предложения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Вульфсон Н.И., Левин Л.М. Метеотрон как средство воздействия на атмосферу. М.: Гидрометеиздат, 1987. 131 с.
- Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Т. 1. М.: Мир, 1986. 397 с. (Gill A.E. Atmosphere-Ocean Dynamics. N.Y.: Academic Press, 1982).
- Ингель Л.Х., Макоско А.А. К теории конвективных течений во вращающейся стратифицированной среде над термически неоднородной поверхностью // Вычислительная механика сплошных сред. 2020. Т. 13. № 3. С. 288–297.
- Ингель Л.Х. Некоторые задачи нелинейной динамики турбулентных термиков // Известия вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64. № 3. С. 227–236.
- Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979. 830 с.
- Bedka K. Overshooting cloud-top detections using MSG SEVIRI infrared brightness temperatures and their relationship to severe weather over Europe // Atmos. Res. 2011. V. 99. № 2. P. 175–189.
- Chernokulsky A., Shikhov A., Yarinich Y., Sprygin A. An empirical relationship among characteristics of severe convective storms, their cloud-top properties and environmental parameters in Northern Eurasia // Atmosphere. 2023. V. 14. 174. <https://doi.org/10.3390/atmos14010174>
- Marion G.R., Trapp R.J., Nesbitt S.W. Using overshooting top area to discriminate potential for large, intense tornadoes // Geophys. Res. Lett. 2019. V. 46. № 21. P. 12520–12526.
- Stommel H., Veronis G. Steady convective motion in a horizontal layer of fluid heated uniformly from above and cooled non-uniformly from below // Tellus. 1957. V. 9. № 3. P. 401–407.

Analytical Models of the Interaction of Convection with Intercepting Layers in the Atmosphere

L. Kh. Ingel^{1, 2, *}

¹Research and Production Association “Typhoon”, ul. Pobedy, 4, Obninsk, 249038 Russia

²Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevskii per., 3, Moscow, 119017 Russia

*e-mail: lev.ingel@gmail.com

The interaction of various forms of convection with stably stratified barrier layers in the atmosphere is theoretically investigated. Three different formulations of the problem are considered. 1) A linear problem with given perturbations of temperature and vertical velocity at the lower boundary of a stably stratified medium. 2) Penetration of an isolated turbulent thermal into such a medium. 3) Impact on the intercepting layer of an intense convective turbulent jet. Analytical solutions of the corresponding model problems are found. The possibility of connecting the considered models with signatures of intense convection, in particular, with dome-shaped protrusions above the anvil of a cumulonimbus cloud (or a cluster of a convective system), which represent the intrusion of a powerful updraft into a stably stratified medium, is discussed.

Keywords: atmospheric convection, intercepting layers, stable stratification, tropopause, jets, thermals, analytical models, nonlinearity

УДК 551.5

ИЗМЕНЕНИЯ СВЯЗАННОГО С АТМОСФЕРНЫМИ ЦИКЛОНАМИ ПРИЗЕМНОГО ВЕТРА ВО ВНЕТРОПИЧЕСКИХ ШИРОТАХ СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ В ПОСЛЕДНИЕ ДЕСЯТИЛЕТИЯ

© 2023 г. М. Г. Акперов^{а, *}, И. И. Мохов^{а, б}

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

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

*e-mail: aseid@ifaran.ru

Поступила в редакцию 14.03.2023 г.

После доработки 21.04.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Получены количественные оценки сезонных и региональных особенностей, а также изменений циклонической активности в атмосфере Северного полушария с определением вклада внетропических циклонов в формирование соответствующих особенностей и изменений приземного ветра с использованием данных реанализа ERA5 для последних десятилетий (1979–2021 гг.). Согласно полученным оценкам вклад внетропических циклонов в формирование скорости ветра в областях их высокой повторяемости достигает 60% зимой и 50% летом. При этом наиболее сильный вклад связан с интенсивными циклонами (с интенсивностью более 15 гПа) — около 60% зимой, а летом — около 25%.

Ключевые слова: внетропические атмосферные циклоны, приземный ветер, Северное полушарие, данные реанализа, тренды

DOI: 10.31857/S0002351523040028, **EDN:** YMRDUQ

ВВЕДЕНИЕ

Циклоны играют важную роль в общей циркуляции атмосферы и формировании погодно-климатической изменчивости.

Особое значение имеют оценки перспектив ветроэнергетики с учетом глобальных и региональных изменений климата [Climate Change 2021; Третий оценочный..., 2022; Интенсивные вихри..., 2018; Neu 2013; Gulev et al., 2001; Бардин и Полонский, 2005; Акперов и др., 2022]. С наиболее мощными (интенсивными) циклонами связаны сильный ветер и ливневые осадки (сильные снегопады зимой и наводнения). Согласно данным Росгидромета (<https://www.meteorf.gov.ru/>) в российских регионах наибольшее количество опасных метеорологических явлений связано с сильным ветром и сильными осадками.

Глобальные и региональные изменения климата сопровождаются изменениями циклонической активности в атмосфере, в том числе их повторяемости, интенсивности, размеров и характерных

путей. Особенно это проявляется в теплые месяцы, т.к. при увеличении приповерхностной температуры растет и влагосодержание атмосферы. При этом следует ожидать формирования более мощных циклонов и связанных с ними экстремальных ветров [Climate Change 2021; Третий оценочный..., 2022; Интенсивные вихри..., 2018].

Процессы формирования циклонов и их влияние на ветровой режим в атмосфере зависят от разных факторов, в том числе от вертикальной температурной стратификации тропосферы и ее изменений [Мохов и др., 1992а, 1992б; Акперов, Мохов, 2013]. В последние десятилетия на фоне глобального потепления, сопровождающегося ростом влагоемкости атмосферы, проявляется тенденция уменьшения ее статической устойчивости с усилением конвективных процессов в атмосфере [Акперов и Мохов, 2006; Акперов и др., 2019; Akperov et al., 2020; Мохов и др., 2009; Мохов, 2022; Мохов, 2023]. Это проявляется, в том числе, в увеличении повторяемости конвективной облачности, конвективных осадков [Sun et al., 2001; Chernokulsky et al., 2011; Chernokulsky et al., 2019; Мохов, 2022; Чернокульский и др. 2022; Мохов, 2023]. Высокоэнергетические процессы конденсации водяного пара в более влагоемкой ат-

Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на IV Всероссийской конференции с международным участием “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти академика А.М. Обухова (Москва, 22–24 ноября 2022 г.).

мосфере способствуют формированию более мощных циклонов с экстремальными скоростями ветра.

В прогностических оценках возможных последствий климатических изменений особо значимы соответствующие количественные оценки циклонической активности в атмосфере, с которой связаны ключевые региональные особенности погодно-климатической изменчивости, в том числе повторяемости интенсивных циклонов и экстремальных ветровых режимов.

Цель данной работы — количественные оценки вклада внетропических циклонов в формирование региональных режимов приземного ветра в разные сезоны с оценкой изменений для последних десятилетий.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА

Региональные и сезонные характеристики активности атмосферных циклонов и режимов приземного ветра в Северном полушарии (СП) определялись с использованием данных реанализа ERA5 [Hersbach, et al., 2020] с шагом по времени 6 ч. и горизонтальным пространственным разрешением 0.25° для периода 1979–2021 гг.

Характеристики атмосферных циклонов во внетропических широтах ($>20^\circ$) Северного полушария определялись на основе метода, описанного в [Бардин и Полонский, 2005; Акперов и др., 2007] (см. также [Акперов et al., 2019; Акперов et al., 2020]) с использованием данных для приземного давления по данным реанализа ERA5 для периода 1979–2021 гг. Циклоны определялись как области пониженного давления, ограниченные замкнутыми изобарами. Интенсивность (глубина) циклона характеризовалась разностью между минимальным давлением в циклоне и давлением на последней замкнутой изобаре. Интенсивность (глубина) циклона определялась разностью между минимальным давлением в циклоне и давлением на последней замкнутой изобаре. Размер (радиус) циклона оценивался средним расстоянием от центра циклона до последней замкнутой изобары. Характеристики циклонов, детектированных на основе данного метода, хорошо согласуются с характеристиками, полученными с использованием других методов идентификации циклонов [Акперов и др., 2010; Neu et al., 2013; Ulbrich et al., 2013; Интенсивные атмосферные вихри ..., 2018]. В числе различных характеристик циклонической активности анализировались также повторяемость циклонов (с интенсивностью выше 5 гПа; число циклонов-дней за сезон), повторяемость интенсивных циклонов (с интенсивностью более 15 гПа (90% распределения количества циклонов по их интенсивности), средняя по площади циклона скорость приземного

ветра. Экстремальные скорости ветра определялись как скорости приземного ветра, превышающие 90-й процентиль. Энергетика циклонов (кинетическая энергия) оценивалась аналогично [Голицын и др., 2007; Акперов и др., 2007; Simmonds and Keay, 2009] величиной, пропорциональной квадрату интенсивности (глубины) циклона.

Вклад циклонов в формирование скорости приземного ветра оценивалась отношением скорости приземного ветра внутри циклона (в пределах его радиуса) к общей скорости приземного ветра в данной области.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 (а–г) приведены широтно-долготные распределения повторяемости атмосферных циклонов и поля скоростей приземного ветра в атмосфере Северного полушария для зимы и лета в целом для периода 1979–2021 гг. по данным реанализа ERA5. Повторяемость циклонов определялась с учетом их размеров у поверхности. Наряду с характерными максимумами повторяемости циклонов и скоростей приземного ветра над Атлантическим и Тихим океанами в зимний и летний сезоны проявляются повышенные значения повторяемости циклонов и скорости приземного ветра над Средиземным морем и Северным Ледовитым океаном, в частности, над акваториями с морскими льдами.

На рис. 2 представлены пространственные распределения средних значений связанного с циклонической активностью скоростей приземного ветра и относительного вклада атмосферных циклонов в общее поле скоростей приземного ветра в Северном полушарии в зимний и летний сезоны по данным ERA5 в целом для периода 1979–2021 гг. Наибольшая скорость приземного ветра отмечается в регионах с повышенной циклонической активностью над океанами и континентами. Согласно полученным оценкам, средняя скорость приземного ветра, связанная с циклонами, достигает 14 м/с зимой и 10 м/с летом. При этом для большинства регионов вклад, связанный с внетропическими циклонами, в формирование скоростей приземного ветра превышает 30%, а для регионов с высокой повторяемостью циклонов достигает 60% зимой и 50% летом.

С наиболее мощными атмосферными циклонами связаны, естественно, наибольшие скорости приземного ветра. По данным для периода 1979–2021 гг. коэффициенты корреляции между интенсивностью внетропических циклонов в СП и скоростями приземного ветра в циклонах получены равными 0.57 для зимних сезонов, 0.55 — для летних сезонов и 0.54 — в целом за год.

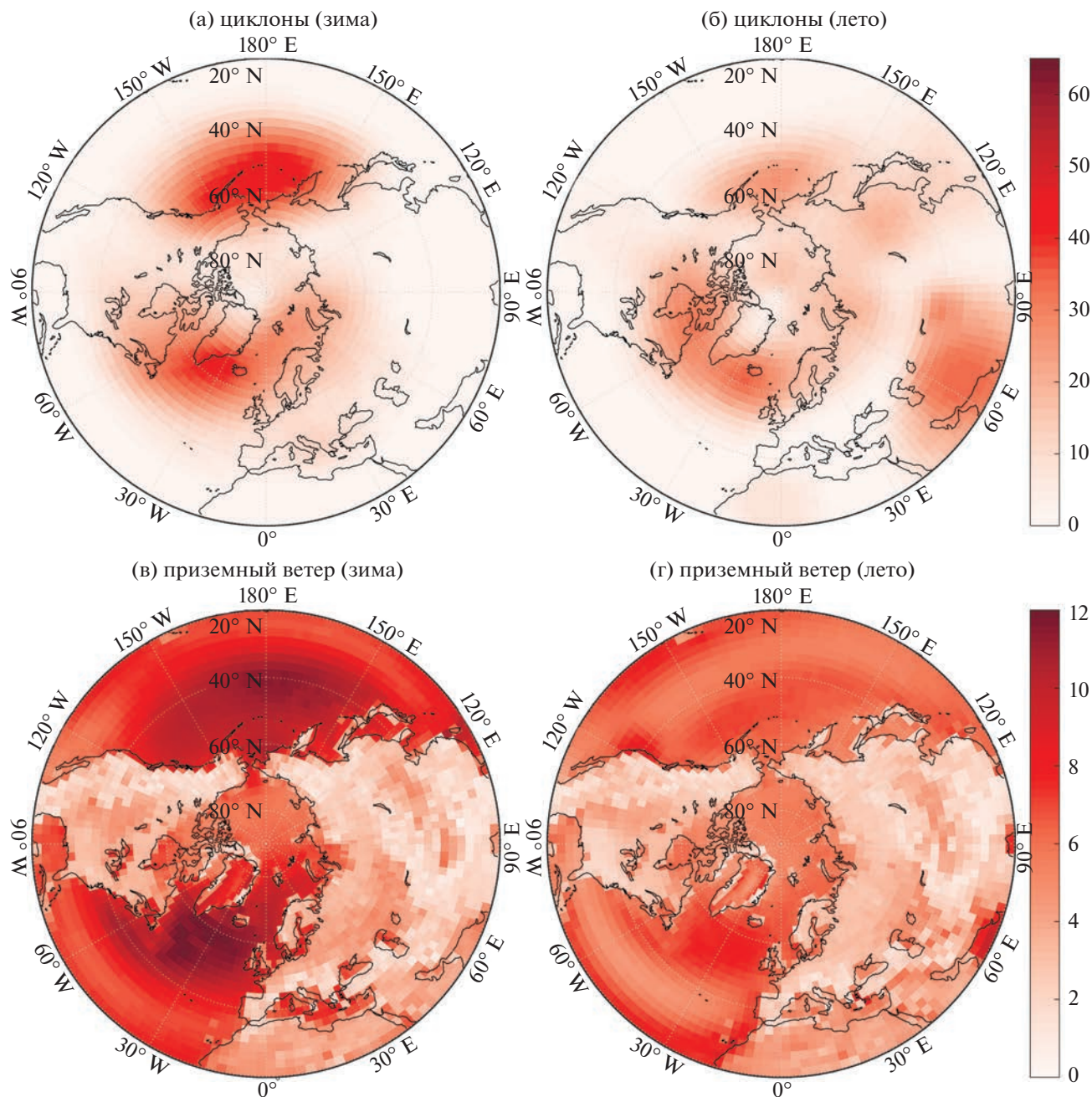


Рис. 1. Пространственные распределения средних значений повторяемости циклонической активности [циклонов/дни/сезон] (а, б) и приземного ветра [м/с] (в, г) в атмосфере Северного полушария для зимнего (а, в) и летнего (б, г) сезонов по данным реанализа ERA5 для периода 1979–2021 гг.

Рисунок 3 характеризует пространственные распределения средних значений относительного вклада интенсивных циклонов (циклонов с глубиной более чем 15 гПа) в общее поле скоростей приземного ветра в Северном полушарии зимой и летом по данным реанализа ERA5 для периода 1979–2021 гг. Наиболее сильный вклад в формирование режима скоростей приземного ветра связан с мощными циклонами. Согласно полученным оценкам, вклад в формирование режима скоростей приземного ветра циклонов с интен-

сивностью более чем 15 гПа около 60% зимой, для летних сезонов получена почти вдвое меньшая оценка – 25% (рис. 3). При этом вклад в формирование экстремальных скоростей приземного ветра интенсивных циклонов достигает 90% зимой и 50% летом.

На рис. 4 приведены пространственные распределения оценок трендов повторяемости циклонов и коэффициентов корреляции повторяемости циклонов и скоростей приземного ветра в

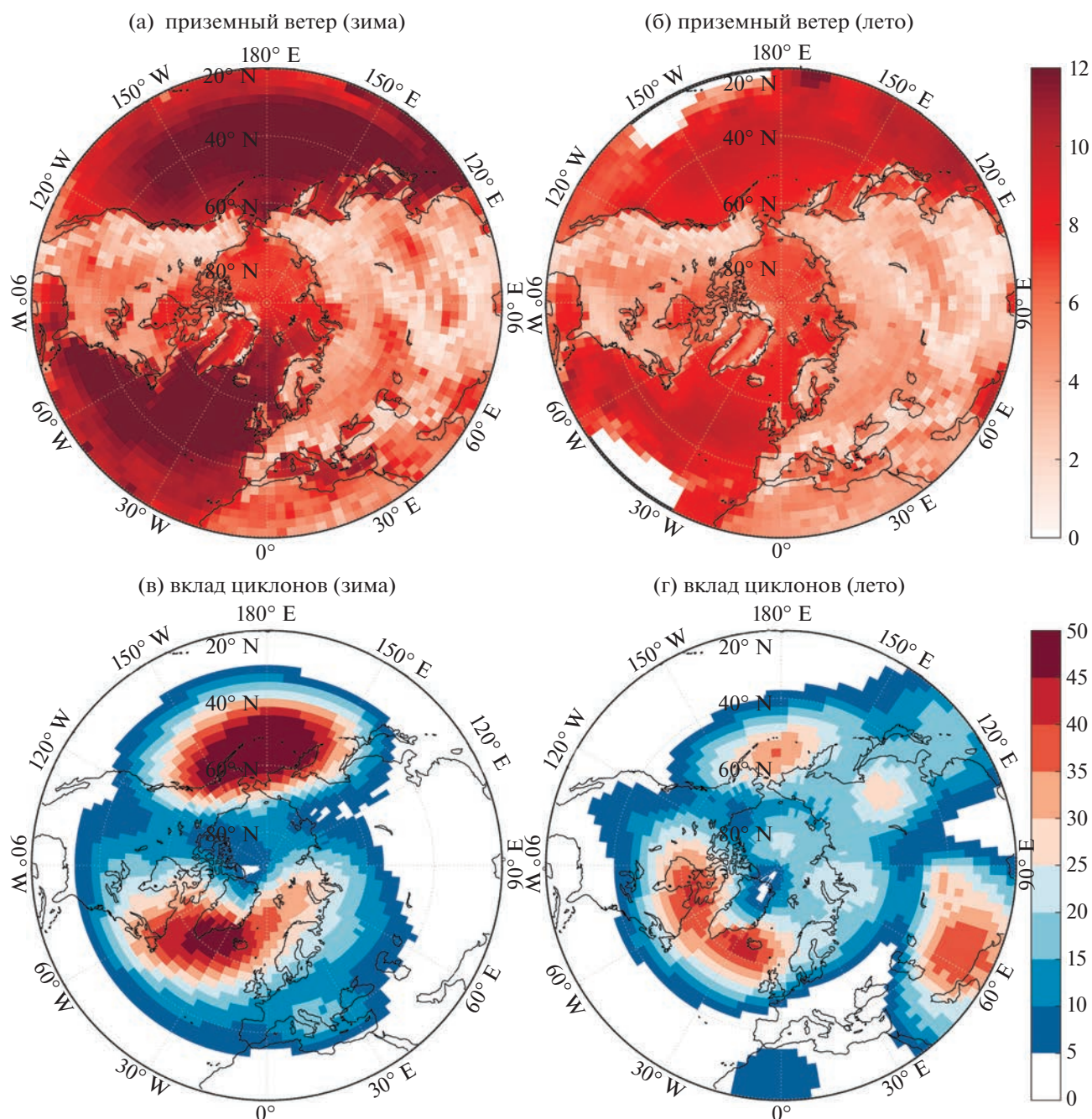


Рис. 2. Пространственные распределения средних значений связанной с циклонической активностью скорости приземного ветра [м/с] (а, б) и относительного вклада атмосферных циклонов [%] (в, г) в формирование режимов скорости приземного ветра (в, г) в атмосфере Северного полушария зимой и летом по данным ERA5 для периода 1979–2021 гг.

атмосфере внетропических широт Северного полушария зимой и летом по данным реанализа ERA5 для периода 1979–2021 гг. в целом. Согласно рис. 4, над обширными территориями проявляется высокая корреляция между повторяемостью циклонов и скоростями приземного ветра, в частности зимой.

Согласно рис. 5 наиболее заметные положительные изменения скорости приземного ветра

зимой, связанные с циклонами, проявляются по данным реанализа ERA5 для периода 1979–2021 гг. над обширными акваториями Атлантического океана, над Тихим океаном, над Северным Ледовитым океаном, над американским континентом, а отрицательные изменения — над европейской частью Евразии. Летом положительные изменения приземного ветра проявляются над Северным Ледовитым океаном, над континентами, включая российские регионы, а также над Тихим

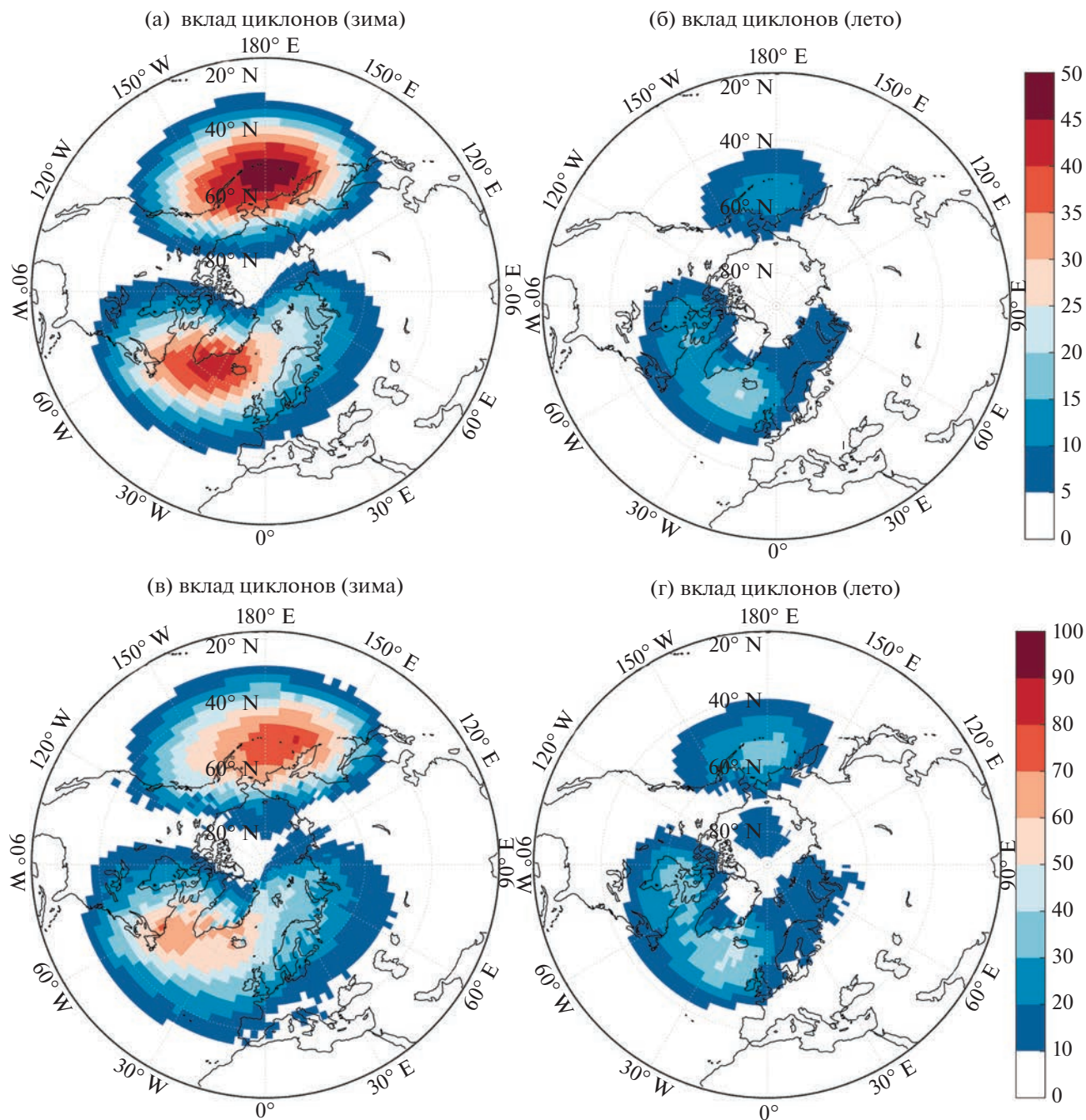


Рис. 3. Пространственные распределения средних значений относительного вклада [%] интенсивных циклонов (≥ 15 гПа) в формирование режимов скорости приземного ветра (а, б) и экстремальных скоростей ветра (90% перцентиль) (в, г) в атмосфере Северного полушария зимой (а) и летом (б) по данным реанализа ERA5 для периода 1979–2021 гг.

океаном, а отрицательные — над Атлантическим океаном и над рядом континентальных регионов Северного полушария. При этом пространственная структура изменений приземного ветра, связанных с интенсивными циклонами, во многом подобна пространственной структуре изменений характерные для более слабых циклонов с заметными различиями в величине трендов (рис. 5в, 5г).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены количественные оценки вклада внетропических циклонов Северного полушария в формирование режима скоростей приземного ветра в разные сезоны для периода 1979–2021 гг. с использованием данных реанализа ERA5. Отмечены особенности связанных с циклонической

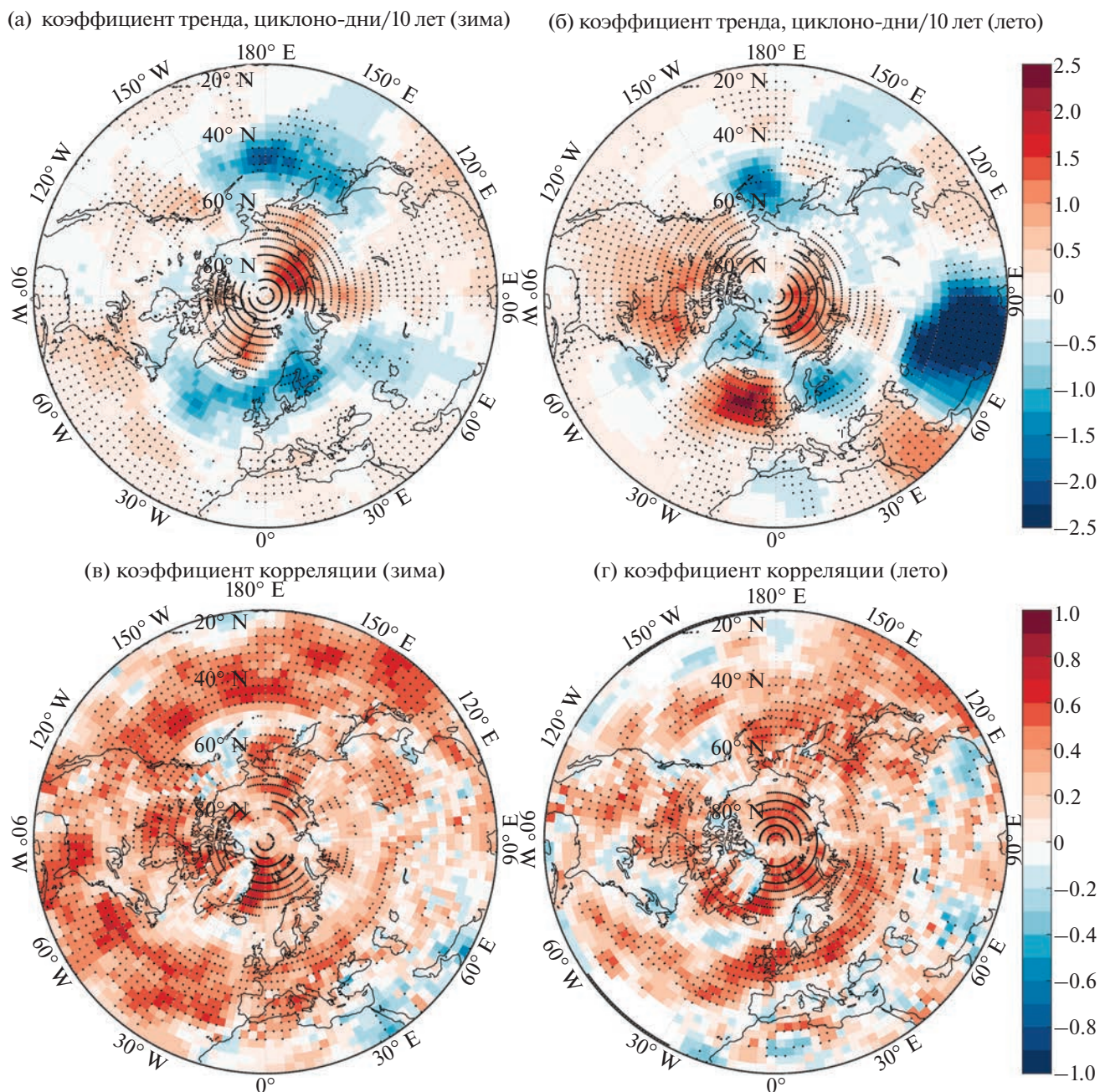


Рис. 4. Пространственные распределения оценок трендов повторяемости циклонов [циклоно-дни/10 лет] (а, б) и коэффициентов корреляции между повторяемостью циклонов и скоростью приземного ветра в атмосфере Северного полушария зимой (а, в) и летом (б, г) по данным реанализа ERA5 для периода 1979–2021 гг. Точками выделены области со статистически значимыми (на уровне 95%) изменениями.

активностью регионов над Атлантическим и Тихим океанами с наибольшими скоростями приземного ветра. Высокая корреляция между повторяемостью циклонов и скоростями приземного ветра и зимой и летом проявляется для европейских регионов и в высоких широтах Северного полушария. Для регионов с высокой повторяемостью циклонов их вклад в формирование режима скоро-

стей приземного ветра достигает 60% зимой и 50% летом. При этом наиболее сильный вклад связан с интенсивными циклонами — около 60% для зимних сезонов и около 25% для летних сезонов.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2021-577 с ИФА им. А.М. Обухова РАН). Оценки характери-

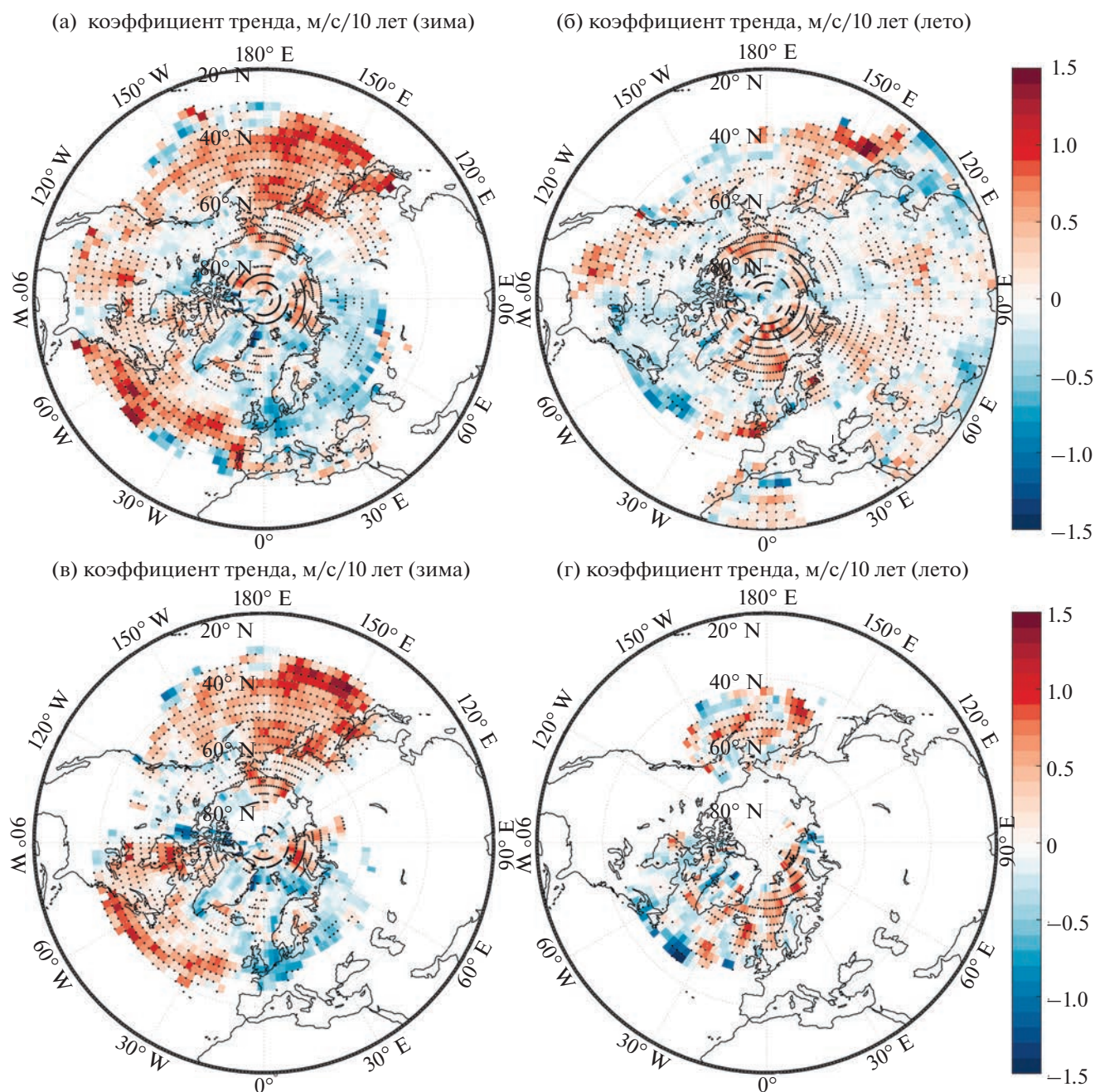


Рис. 5. Пространственные распределения оценок трендов скорости приземного ветра [м/с/10 лет], связанного со всеми циклонами (а, б) и с интенсивными циклонами (в, г) в атмосфере Северного полушария зимой (а, в) и летом (б, г) по данным реанализа ERA5 для периода 1979–2021 гг. Точками выделены области со статистически значимыми (на уровне 95%) изменениями.

стик внетропических циклонов получены в рамках проекта РНФ № 23-47-00104. Региональные особенности атмосферной циркуляции и их изменения анализировались в рамках проекта РНФ № 19-17-00240. Вклад внетропических циклонов в формирование приземного ветра выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2021-934).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акперов М.Г., Мохов И.И., Дембицкая М.А., Парфенова М.Р., Ринке А. Особенности температурной стратификации и ее изменений в тропосфере арктических широт по данным реанализа и модельным расчетам // Метеорология и гидрология. 2019. № 2. С. 19–27.
- Акперов М.Г., Бардин М.Ю., Володин Е.М., Голицын Г.С., Мохов И.И. Функции распределения вероятностей

- циклонов и антициклонов по данным реанализа и модели климата ИВМ РАН // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43. № 6. С. 764–772.
- Акперов М.Г., Елисеев А.В., Мохов И.И., Семенов В.А., Парфенова М.Р., Кениг Т. Потенциал ветровой энергии в арктических и субарктических широтах и его изменение в XXI в. по расчетам с использованием региональной климатической модели // Метеорология и гидрология, 2022. № 6. С. 18–29.
- Акперов М.Г., Мохов И.И. Оценки чувствительности циклонической активности в тропосфере внетропических широт к изменению температурного режима // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 2. С. 129–136.
- Акперов М.Г., Мохов И.И. Сравнительный анализ методов идентификации внетропических циклонов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 5. С. 620–637.
- Бардин М.Ю., Полонский А.Б. Североатлантическое колебание и синоптическая изменчивость в Европейско-Атлантическом регионе в зимний период // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. № 2. С. 3–13.
- Голицын Г.С., Мохов И.И., Акперов М.Г., Бардин М.Ю. Функции распределения вероятности для циклонов и антициклонов в период 1952–2000 гг.: инструмент для определения изменений глобального климата // Докл. РАН. 2007. Т. 413. № 2. С. 254–256.
- Интенсивные атмосферные вихри и их динамика. / Под ред. И.И. Мохова, М.В. Курганского, О.Г. Чхетиани. М.: ГЕОС., 2018. 482 с.
- Мохов И.И. Изменения климата: причины, риски, последствия, проблемы адаптации и регулирования // Вестник РАН. 2022. Т. 92. № 1. С. 3–14.
- Мохов И.И., Акперов М.Г. Вертикальный температурный градиент в тропосфере и его связь с приповерхностной температурой по данным реанализа // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. Т. 42. № 4. С. 467–475.
- Мохов И.И. Сезонные особенности изменений повторяемости экстремальных погодно-климатических явлений в российских регионах в последние десятилетия // Метеорология и гидрология. 2023 (в печати).
- Мохов И.И., Чернокульский А.В., Акперов М.Г., Дюфрен Ж.-Л., Трет Э.Ле. Изменения характеристик циклонической активности и облачности в атмосфере внетропических широт северного полушария по модельным расчетам в сопоставлении с данными реанализа и спутниковыми данными // Докл. РАН. 2009. Т. 424. № 3. С. 393–397.
- Мохов И.И., Мохов О.И., Петухов В.К., Хайруллин Р.Р. Влияние глобальных климатических изменений на вихревую активность в атмосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1992а. Т. 28. № 1. С. 11–26.
- Мохов И.И., Мохов О.И., Петухов В.К., Хайруллин Р.Р. О влиянии облачности на вихревую активность атмосферы при изменениях климата // Метеорология и гидрология. 1992б. № 1. С. 5–11.
- Третий оценочный доклад об изменениях климата и их последствиях на территории Российской Федерации. СПб.: Научные технологии. 2022. 676 с.
- Чернокульский А.В., Елисеев А.В., Козлов Ф.А. и др. Опасные атмосферные явления конвективного характера в России: наблюдаемые изменения по различным данным // Метеорология и гидрология. 2022. № 5. С. 27–41.
- Akperov M., Rinke A., Mokhov I.I. et al. Future projections of cyclone activity in the Arctic for the 21st century from regional climate models (Arctic-CORDEX) // Glob. Planet. Change. 2019. V. 182. P. 103005
- Akperov M., Semenov V., Mokhov I., Dorn W. and Rinke A. (2020) Impact of Atlantic water inflow on winter cyclone activity in the Barents Sea: Insights from coupled regional climate model simulations // Environ. Res. Lett. <https://doi.org/10.1088/1748-9326/ab6399>
- Chernokulsky A.V. et al. Recent variations of cloudiness over Russia from surface daytime observations // Environ. Res. Lett. 2011. V. 6. 035202.
- Chernokulsky A., Kozlov F., Zolina O. et al. Observed changes in convective and stratiform precipitation in Northern Eurasia over the last five decades // Environ. Res. Lett. 2019. V. 14. 045001–17.
- Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Working Group I contribution to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / V. Masson-Delmotte et al. (eds.). Cambridge Univ. Press., 2021.
- Gulev S.K., Zolina O., Grigoriev S. Extratropical cyclone variability in the Northern Hemisphere winter from the NCEP/NCAR reanalysis data // Clim. Dyn. 2001. V. 17. № 10. P. 795–809.
- Hersbach H.B. et al. The ERA5 global reanalysis // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2020. V. 146. P. 1999–2049.
- Neu U., Akperov M.G., Benestad R., Blender R., Caballero R., Cocozza A., Dacre H., Feng Y., Grieger J., Gulev S., Hanley J., Hewson T., Hodges K., Inatsu M., Keay K., Kew S.F., Kindem I., Leckebusch G.C., Liberato M., Lionello P., Mokhov I.I., Pinto J.G., Raible C.C., Reale M., Rudeva I., Schuster M., Simmonds I., Sinclair M., Sprenger M., Tilinina N.D., Trigo I.F., Ulbrich S., Ulbrich U., Wang X.L., Wernli H., Xia L. IMILAST – a community effort to intercompare cyclone detection and tracking algorithms: quantifying method-related uncertainties // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 2013. V. 94(4). P. 529–547.
- Simmonds I., Keay K. Extraordinary September Arctic sea ice reductions and their relationships with storm behavior over 1979–2008 // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. L19715. <https://doi.org/10.1029/2009GL039810>
- Sun B. et al. Recent changes in cloud type frequency and inferred increases in convection over the United States and the Former USSR // J. Climate. 2001. V. 14. P. 1864–1880.
- Ulbrich U., Leckebusch G.C., Grieger J., Schuster M., Akperov M., Bardina M.Yu., Feng Y., Gulev S., Inatsu M., Keay K., Kew S.F., Liberato M.L.R., Lionello P., Mokhov I.I., Neu U., Pinto J.G., Raible C.C., Reale M., Rudeva I., Simmonds I., Tilinina N.D., Trigo I.F., Ulbrich S., Wang X.L., Wernli H. and the IMILAST team. Are Greenhouse Gas Signals of Northern Hemisphere winter extra-tropical cyclone activity dependent on the identification and tracking algorithm? // Meteorologische Zeitschrift. 2013. V. 22. № 1. P. 61–68.

Changes in the Surface Wind Associated with Atmospheric Cyclones at Extra-Tropical Latitudes of the Northern Hemisphere in Recent Decades

M. G. Akperov^{1, *} and I. I. Mokhov^{1, 2}

¹*Obukhov Institute of Atmospheric Physics, RAS, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 1, Moscow, 119992 Russia*

**e-mail: aseid@ifaran.ru*

We obtained quantitative estimates of seasonal and regional features and changes in cyclone activity in the atmosphere of the Northern Hemisphere and determined the contribution of extratropical cyclones to the formation of corresponding features and changes in the surface wind, using ERA5 reanalysis data for recent decades (1979–2021). According to these estimates, the contribution of extratropical cyclones to surface wind speeds in the regions of their high occurrence reaches 60% in winter and 50% in summer. The strongest contribution is related to intense cyclones: about 60% in winter and about 25% in summer.

Keywords: atmospheric cyclones, surface wind, Northern Hemisphere, reanalysis data, trends

УДК 551.586:551.582.2

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЕЗОННЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОГНОЗОВ МОДЕЛИ INM-CM5 ДЛЯ ОЦЕНКИ СРОКОВ НАЧАЛА ПЫЛЕНИЯ БЕРЕЗЫ

© 2023 г. С. В. Емелина^{a, b, c, *}, В. М. Хан^{a, b, c}, В. А. Семенов^{c, d}, В. В. Воробьева^{a, b, c},
М. А. Тарасевич^{a, b, e}, Е. М. Володин^{a, b, c}

^aГидрометцентр России, Большой Предтеченский пер., 11–13, Москва, 123242 Россия

^bИнститут вычислительной математики РАН, ул. Губкина, 8, Москва, 119991 Россия

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

^dИнститут географии РАН, Старомонетный пер., 29, стр. 4, Москва, 119017 Россия

^eМосковский физико-технический институт,
Институтский пер., 9, Московская обл., г. Долгопрудный, 141701 Россия

*e-mail: tkachuzn@gmail.com

Поступила в редакцию 14.03.2023 г.

После доработки 04.04.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Экспериментальные сезонные прогнозы модели климата INM-CM5 использовались как входные данные для температурно-временной фенологической модели пыления березы. В рамках совместной модели разработана тестовая технология сезонного прогноза сроков начала пыления березы на европейской территории России. Верификация данной технологии на сезонных ретроспективных прогнозах модели INM-CM5 (1991–2019) показала адекватное воспроизведение дат начала пыления березы, рассчитанных за аналогичный период по реанализу ERA5. Средние систематические ошибки составляют ± 2 дня, коэффициенты пространственной корреляции выше +0.84. Также оценены прогнозы даты начала пыления в 2022 году, рассчитанные по экспериментальным оперативным сезонным прогнозам модели INM-CM5 с месячной заблаговременностью и с нулевой заблаговременностью. Показано, что ошибки прогноза начала пыления составляют ± 5 –10 дней, причем у прогнозов с месячной заблаговременностью ошибки меньше. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что сезонный прогноз приземной температуры модели INM-CM5 можно использовать в качестве входной информации для температурно-временной фенологической модели для оперативного прогноза сроков начала пыления березы на европейской территории России.

Ключевые слова: сезонный прогноз, сроки пыления березы, фенологическая модель, пыльца березы, модель INM-CM5

DOI: 10.31857/S0002351523040053, **EDN:** YNCBRI

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в связи с бурным развитием вычислительных и информационных технологий совершенствование долгосрочных прогнозов, в том числе субсезонных и сезонных, переносятся в область гидродинамического моделирования [Вильфанд и др., 2019]. В Гидрометцентре России при составлении месячного и сезонного прогноза основных метеорологических полей в экспериментальном порядке успешно используется полулагранжева глобальная модель общей циркуляции атмосферы ПЛАВ [Толстых и др., 2015], а также проводятся экспериментальные совместные испытания технологии мультимодельного сезонного прогноза с моделями Главной геофизической обсерватории им. А.И. Воейкова (ГГО) [Мирвис и др., 2008] и модели Института вычислительной

математики им. Г.И. Марчука INM-CM5 [Volodin E.M. et al., 2017]. Постепенное повышение успешности сезонных и субсезонных прогнозов позволяет использовать их для специализированного метеорологического обеспечения на масштабах времени от недель до месяцев в различных секторах экономики и социальной жизни, зависящих от погодно-климатических условий, и в частности, в задачах медицинского прогноза для людей с аллергическими заболеваниями.

Во всем мире наблюдается неуклонный рост различных форм аллергии и, в особенности, поллиноза — аллергической реакции на пыльцу растений [Klimek et al., 2019; Богова и др., 2008; Намазова-Баранова, 2011]. От 10 до 15% населения земного шара страдает поллинозом с ежегодным приростом числа заболевших на 3–4% [Вишнева и др., 2014;

Porteous et al., 2013]. В России поллинозом болеет до 30% взрослых и не менее 10% детей [Вишнева и др., 2014; Козулина и др., 2014; Хаитов и др., 2019]. В весенний период основной причиной поллиноза является пыльца березы.

Международный опыт свидетельствует об успешности введения профилактических мер для минимизации последствий от заболеваний, связанных с аллергическим ринитом и астмой. Так программа профилактики аллергических заболеваний и астмы с 2008 по 2018 гг. в Финляндии [Haahtela et al., 2021] помогла снизить с 2007 по 2017 гг. прямые расходы на здравоохранение и косвенные расходы в связи с потерей трудоспособности и производительности труда от 1.5 млрд до 1.8 млрд евро. Данный пример свидетельствует об особой актуальности разработки превентивных мер для смягчения последствий течения аллергенного сезона. Для краткосрочного прогноза распространения пыльцы в атмосферном воздухе используются совместные численные модели, объединяющие два блока: фенологический (созревание пыльцы) и транспортный (перенос пыльцы, влажное/сухое осаждение и т.д.) [Sofiev et al., 2015]. В настоящее время в Европе существует несколько подобных моделей [Kukkonen et al., 2012]. Модель COSMO-ART, адаптированная для прогноза переноса пыльцы березы в университете Карлсруэ [Helbig et al., 2004; Vogel et al., 2008] и в федеральной службе погоды и климата Швейцарии Meteoswiss [Pauling et al., 2012; Zink et al., 2013], используется для прогнозирования распространения пыльцы в центральной и юго-западной Европе. Прогноз переноса пыльцы березы для территории Северной Европы развивается в Дании на базе ENVIRO-HIRLAM [Mahura et al., 2009]. Еще один модуль разработан международным консорциумом в рамках проекта POLLEN [Siljamo et al., 2012; Sofiev et al., 2012a] на базе транспортной модели SILAM (System for Integrated modelling of Atmospheric composition, <http://silam.fmi.fi>). В [Sofiev et al., 2015] описаны еще 6 транспортных моделей, которые были использованы для ансамблевого прогноза переноса пыльцы березы для сезона 2013 года в рамках международной программы MACC: CHIMERE (<http://www.lmd.polytechnique.fr/chimere/>), EMEP [Simpson et al., 2012], EURAD-IM (<http://www.eurad.uni-koeln.de>), LOTOS-EUROS (<http://www.lotos-euros.nl/>), MATCH (<http://www.smhi.se/en/research/researchdepartments/air-quality/match-transport-andchemistry-model-1.6831>), MOCAGE (http://www.cnrm-meteo.fr/gmgec-old/site_engl/mocage/mocage_en.html).

Сезонный прогноз пыления аллергенов развивается не так широко. В качестве характеристик, описывающих особенности всего пылевого сезона того или иного растительного аллергена, рассматривают сроки начала и конца пыления, максимальную концентрацию и суммарное количе-

ство пыльцы за весь сезон [Linkosalo et al., 2010; Myszkowska et al., 2011; Dorota, 2013]. В качестве характеристики сезона пыления в работах [D'Amato et al., 2007; Huynen et al., 2003; Sofiev et al., 2015; Bastl et al., 2016; Ritenberga et al., 2018] описан индекс SPI (seasonal pollen index), который представляет собой сумму суточных концентраций или сезонный интеграл концентраций пыльцы.

Большинство опубликованных работ представляют собой ретроспективные исследования, основанные на регрессионном анализе связей сезонных характеристик пыльцы и метеорологических параметров на конкретных станциях пыльцевого мониторинга. В работах [Laadi, 2001b; Latalowa et al., 2002] показано, что дата начала пыления является наименее изменчивым параметром (± 3 недели), тогда как конец пыления, максимальные концентрации и значение индекса SPI сильно варьируются год от года. В исследованиях [Linkosalo et al., 2010; Andersen, 1991; Fu et al., 2012; Norris-Hill, 1998; Rodriguez-Rajo et al., 2001] было показано, что температура воздуха до начала пыления березы является основным параметром, определяющим особенности наступающего сезона. Так для территории Финляндии выявлена зависимость даты начала пыления березы и злаковых трав от средней температуры апреля [Koi-vikko et al., 1986], для Англии [Newnham et al., 2013] от средней температуры марта. В масштабном исследовании [Emberlin et al., 2002] показана связь даты начала пыления со среднемесячной температурой воздуха с января текущего года. В работе [Dorota, 2013] методом множественной регрессии были оценены зависимости дат начала и конца пыления, дня максимальной концентрации, максимальной концентрации и индекса SPI от среднедекадных (10 дней) и среднемесячных значений метеорологических параметров: температуры воздуха, осадков, относительной влажности, облачности (в %) и продолжительности дня (количества часов от рассвета до заката за 20-летний период с 1991 по 2010 гг.). Показано, что регрессионные модели, учитывающие среднюю температуру воздуха в 51–60 дни года (от 1 января) и среднемесячную температуру воздуха в феврале и марте наиболее точно описывают дату начала пыления ($R^2 = 0.62$). В ряде исследований обсуждается связь особенностей пыления и метеорологических параметров в предыдущий сезон. В работе [Stach et al., 2008] делается вывод о значительной связи между интенсивностью сезона пыления березы и погодными условиями как в год до пыления, так и в рассматриваемый год.

Однако все статистические исследования по определению связи характеристик пыльцевого сезона и метеорологических условий имеют заметные ограничения по пространству и являются значимыми только для определенного географического региона, затрудняя тем самым использо-

вание данного подхода для больших территорий, как европейская часть России. Кроме того, в условиях современного изменения климата сокращается возможность использования подобного статистического подхода из-за доказанного смещения сроков начала пыления березы в разных областях Земного шара [Ziska et al., 2013].

В данной работе предложена технология сезонного прогноза начала пыления березы с применением фенологической модели прогноза развития пыления березы в весенний период с использованием прогностических полей модели INM-CM5 на сезон.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Данные пыльцевого мониторинга

Наблюдения за концентрацией пыльцы в атмосферном воздухе осуществляются на станциях пыльцевого мониторинга. Всего в мире таких станций насчитывается более 600, на территории России в регулярном режиме работают несколько (в зависимости от года) станций, включая Московскую станцию аэропаленологического мониторинга, расположенную на территории биологического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова [Носова и др., 2015]. В данном исследовании были использованы архивные ежедневные данные Московской станции в текстовом формате по концентрации пыльцы березы (количество ядер/м³) за 2001–2016 гг., которые ранее были представлены в открытом доступе на сайте www.allergology.ru, и данные за 2020–2021 были получены на сайте www.allergotop.ru.

Определение начала пыления березы по фенологическим моделям

В литературе обсуждается несколько подходов к определению даты начала пыления. При наличии длинного ряда наблюдений началом пыльцевого сезона считается день, в который накопленная концентрация пыльцы составляет от 1 [Emberlin et al., 2002; Sofiev et al., 2015] до 5% [Mullenders, 1974; Spieksma et al., 1995] от среднего суммарного годового количества пыльцы, регистрируемой на станции мониторинга. В работе [Ziska et al., 2019] в качестве даты начала предлагается считать четвертый последовательный день, когда в пыльцевой ловушке фиксируется пыльца. Однако, оба этих подхода могут быть применимы только для ретроспективных исследований и для ограниченной территории, на которой расположена станция мониторинга. Для оперативного прогноза целесообразно использовать фенологические модели.

Стадии развития растений в зависимости от изменений метеорологических параметров мож-

но описать фенологическими моделями [Емелина и др., 2019]. Основным фактором для созревания пыльцевых зерен аллергенов является температурный форсинг — период накопления тепла, необходимого для раскрытия почек. Процессы температурного форсинга математически описываются с помощью соответствующих функций и представляют собой суммированные по времени уровни форсинга, рассчитываемые разными способами в зависимости от среднесуточной температуры воздуха (формула 1):

$$S_f = \sum_{t_{1f}}^{t_{2f}} R_f, \quad (1)$$

где S_f — функция температурного форсинга; R_f — уровень форсинга; t_{1f} — начальная дата периода форсинга (накопления тепла); t_{2f} — конечная дата периода форсинга.

В зависимости от описания периодов температурного форсинга и охлаждения фенологические модели можно разделить на несколько групп: температурно-временная, последовательная, параллельная и переменная модель [Fu et al., 2012]. В исследованиях по определению даты начала пыления наиболее часто используется самая простая температурно-временная модель, она же применяется в численном краткосрочном прогнозе концентрации пыльцы с использованием транспортных моделей [Sofiev et al., 2015]. Температурно-временная модель или однофазная модель [Cannell et al., 1983; Linkosalo et al., 2010] не учитывает период охлаждения, а только период накопления тепла, который начинается от фиксированной даты. Уровень форсинга принимает нулевое значение при среднесуточной температуре ниже базовой (T_b) и равна разности между среднесуточной и базовой температурой, когда температура превышает базовую (формула 2). Когда функция форсинга достигает порогового значения, начинается выброс пыльцы. Для умеренных широт значение базовой температуры согласно [Cannell et al., 1983] составляет 5°C, по [Linkosalo et al., 2010] 3.5°C — этот порог используется в данной работе, а пороговое значение функции форсинга — 70°C, накопление стартует с 1 марта.

$$R_{f(t)} = \begin{cases} 0, & \text{если } T < T_b \\ T - T_b, & \text{если } T \geq T_b \end{cases}, \quad (2)$$

где R_f — уровень форсинга; T_b — базовая температура.

Модель INM-CM5

Для сезонного прогноза сроков начала пыления березы на европейской территории России с

Таблица 1. Статистические характеристики рядов фактических (по данным пыльцевого мониторинга) и расчетных (по реанализу ERA5) дат* начала пыления и их оценки. Москва (2000–2016, 2020–2021 гг.)

Характеристика	Мониторинг	ERA5
Среднее	114	112
Медиана	114	110
Минимум	100	101
Максимум	123	121
Стандартное отклонение	5.9	6.3
Коэффициент вариации	5.2	5.7
BIAS	—	–2
ABS	—	3

* Номер календарного дня года от 1 января, BIAS — средняя систематическая ошибка, ABS — абсолютная ошибка.

подходом применения фенологической модели были использованы экспериментальные прогнозы приземной температуры воздуха модели INM-CM5 на сезон. Основными блоками модели являются: блок динамики атмосферы, аэрозольный блок, блок динамики океана, дополненный блоком динамики и термодинамики морского льда. Разрешение в атмосферном блоке составляет $2^\circ \times 1.5^\circ$ по долготе и широте, 73 σ -уровня до высоты порядка 60 км, в океанском блоке $0.5^\circ \times 0.25^\circ$ по долготе и широте и 40 σ -уровней по вертикали. Более подробное описание модели INM-CM5 приведено в [Volodin E.M. et al., 2017]. Модель участвует в программе по сравнению климатических моделей CMIP6 [Eyring et al., 2016; Володин и др., 2017]. Для выбранной модели проведена верификация динамических процессов в стратосфере и тропосфере [Варгин и Володин, 2016; Варгин и др., 2018; Tarasevich and Volodin, 2021], воспроизведение моделью Эль-Ниньо и других наиболее важных погодно-климатических явлений [Volodin E.M. et al., 2017], а также экстремальных явлений [Tarasevich and Volodin, 2019]. Показано, что качество воспроизведения соответствует лучшим современным моделям [Kim et al., 2020; Volodin and Gritsun, 2018]. Для построения начальных состояний [Vorobyeva and Volodin, 2021a, b] на 22 января и февраля для хиндкастов (ретроспективных прогнозов) и 1 февраля и марта для оперативных прогнозов на 2022 г. используются ежедневные данные реанализа ERA5 [Hersbach et al., 2020] для атмосферы и деятельного слоя суши и анализа океана и морского льда SODA3.4.2 [Carton et al., 2018] для прогнозов до 2019 г./HEMO ГМЦ [Степанов и др., 2019] для прогнозов с 2021г. С подготовленных начальных данных выполнены серии прогнозов на весенние сезоны 1991–2019 гг. и 2022 г. с заблаговременностью 0 и 1 месяц. Продолжительность экспериментов составляет 6 месяцев. Размер ансамбля — 20 членов.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ДАТ НАЧАЛА ПЫЛЕНИЯ БЕРЕЗЫ ПО ДАННЫМ ПЫЛЬЦЕВОГО МОНИТОРИНГА И ПО РЕАНАЛИЗУ ERA5 В МОСКВЕ

По температурно-временной фенологической модели были рассчитаны даты начала пыления березы для имеющихся в наличии данных пыльцевого мониторинга по Москве (2001–2016, 2020–2021). В качестве данных температуры воздуха на 2 м были использованы архивы реанализа ERA5 [Hersbach H. et al., 2020] с пространственным разрешением $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ и временным разрешением 6 ч, которые были сформированы в среднесуточные архивы. Расчет производился для точки узла сетки, максимально приближенной к координатам г. Москва. В табл. 1 представлены статистические характеристики рассчитанных и фактических рядов за рассмотренный период. Систематическая ошибка за эти годы составляет –2 дня, абсолютная ошибка 3 дня, также близки и статистические характеристики. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что расчетные по фенологической модели даты начала пыления березы могут быть использованы в качестве фактических данных в дальнейшей оценке сезонных прогнозов даты начала пыления березы.

РАЙОНИРОВАНИЕ ЕВРОПЕЙСКОЙ ТЕРРИТОРИИ РОССИИ

Расчет даты начала пыления березы по сеточным данным было решено проводить не для конкретной точки, а для районов европейской территории. Поскольку основополагающим метеорологическим параметром, оказывающим влияние на начало пыления, является температура воздуха в марте, целесообразно районировать исследуемый регион именно по этой характеристике погодного режима. Анализировались ряды среднемесячной приземной температуры воздуха по реанализу ERA5 с 1979 по 2020 гг. Для того, чтобы провести районирование европейской территории к исходным полям температуры воздуха была применена процедура объективной типизации К-средних для поиска районов со схожими признаками изменчивости данного параметра во времени. Кластеризация методом К-средних — метод определения принадлежности элементов кластерам с помощью минимизации “расстояния” между элементами кластера и максимизации расстояния между кластерами [Хан, 2012]. Районирование европейской территории России по характеру межгодового хода приземной температуры воздуха в марте представлено на рис. 1. Каждому району на карте приписана своя цветовая градуировка. Таким образом, на европейской территории России можно выделить 3 условных района, которые должны отличаться между собой по дате наступления начала пыления, и в которых произрастает береза: услов-

Таблица 2. Статистические характеристики рядов расчетных дат начала пыления по реанализу ERA5 и по хинд-кастам модели INM-CM5 и их оценки по центральному району (1991–2020)

Характеристика	ERA5	INM-CM5	INM-CM5_корр
Среднее	113	127	113
Медиана	114	127	114
Минимум	101	122	108
Максимум	121	134	121
Стандартное отклонение	6.0	3.0	3.0
Коэффициент вариации	5.3	2.4	2.6
RMSE	1	1	1
BIAS		14	0
ABS		14	5

* Номер календарного дня года от 1 января, RMSE – среднеквадратическая ошибка, BIAS – средняя систематическая ошибка, ABS – абсолютная ошибка.

но северный (1), центральный (2) и южный (3). При этом станция аэропалинологического мониторинга в Москве принадлежит к району 2. Именно эти районы и будут рассмотрены далее при оценке качества прогноза начала пыления на европейской территории России.

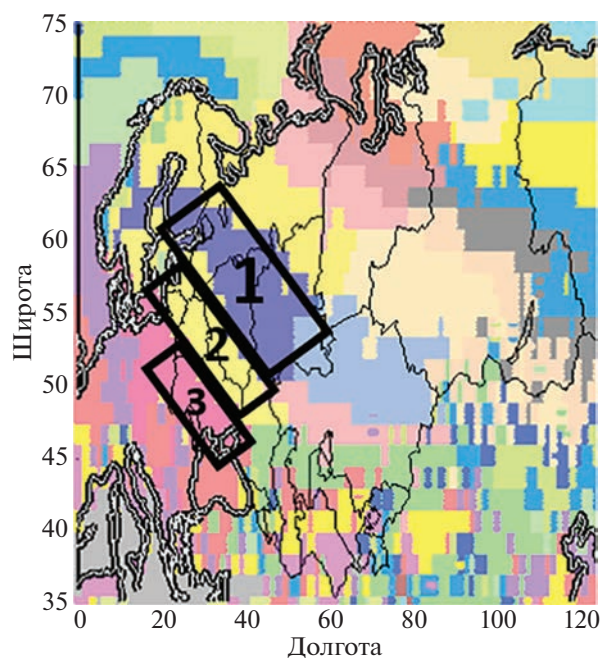
ПРОГНОЗ СРОКОВ НАЧАЛА ПЫЛЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ INM-CM5

На первом этапе были проанализированы статистические характеристики рядов дат начала пыления рассчитанных по данным ERA5 и по хиндкастам модели INM-CM5 за период 1991–2020 гг. Результаты для центрального района (рис. 1) представлены в табл. 2. Была выявлена систематическая ошибка модели INM-CM5 относительно данных реанализа в 13 дней. Для устранения данной ошибки была применена процедура коррекции на величину систематической ошибки. В результате систематическая ошибка была уменьшена до 1 дня, абсолютная ошибка после коррекции составила 5 дней. Далее все результаты приведены для скорректированных прогнозов.

Далее были оценены ошибки расчетных данных начала пыления березы на основе хиндкастов модели INM-CM5 в сравнении с расчетами по реанализу ERA5. Оценивались средние систематические ошибки и коэффициенты пространственной корреляции для выделенных выше районов: центрального (центр), северного (север) и южного (юг). Для повышения статистической значимости оценки проводились в режиме кроссвалидации (последовательным вычитанием 3 лет из 30-летнего периода). Результаты представлены в табл. 3. Средняя систематическая ошибка не превышает 1 день. Коэффициенты пространственной корреляции для всех трех районов выше 0.84.

Таблица 3. Средняя систематическая ошибка (*BIAS*), среднее квадратическое отклонение систематической ошибки и коэффициент пространственной корреляции (*R*) скорректированных прогнозов даты начала пыления березы, полученных в режиме кроссвалидации (1991–2020)

Ошибка	Север	Центр	Юг
<i>BIAS</i>	–0.2	–0.3	–0.2
<i>CKO(BIAS)</i>	0.8	0.9	2.0
<i>R</i>	0.84	0.97	0.91

**Рис. 1.** Районирование европейской территории России по характеру межгодовой изменчивости приземной температуры воздуха в марте: (1) северный, (2) центральный и (3) южный районы.

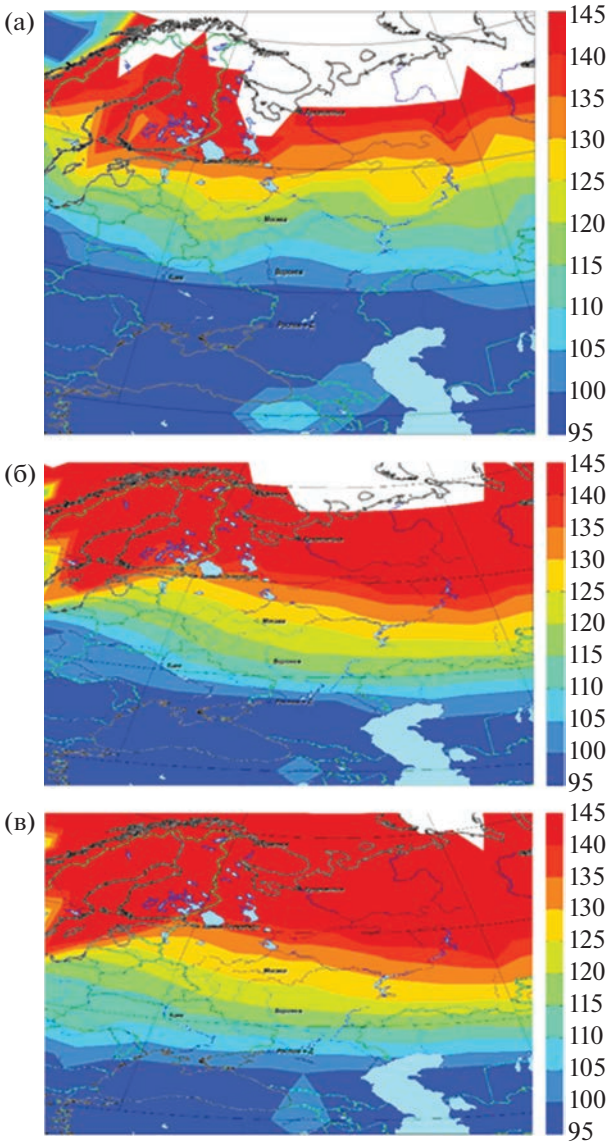


Рис. 2. Даты начала пыления березы (номер календарного дня года) на европейской территории России в 2022 году по расчетам (а) по данным ERA5; (б) по прогностическим данным INM-CM5 заблаговременностью 1 месяц, (в) по данным INM-CM5 нулевой заблаговременностью.

Таблица 4. Средняя систематическая ошибка (*BIAS*) и коэффициент пространственной корреляции (*R*) прогнозов даты начала пыления березы по экспериментальным оперативным прогнозам, модели INM-CM5

	Север		Центр		Юг	
Ошибка	<i>0</i>	<i>1</i>	<i>0</i>	<i>1</i>	<i>0</i>	<i>1</i>
<i>BIAS</i> (дни)	6	8	9	5	−10	−6
<i>R</i>	0.92	0.89	0.89	0.91	0.85	0.99

1 — прогноз заблаговременностью 1 месяц, *0* — прогноз с нулевой заблаговременностью.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ОПЕРАТИВНЫЙ ПРОГНОЗ ДАТЫ НАЧАЛА ПЫЛЕНИЯ БЕРЕЗЫ В 2022 ГОДУ

На следующем этапе был рассчитана дата начала пыления на европейской территории России в 2022 году на основе экспериментальных оперативных сезонных прогнозов приземной температуры по модели INM-CM5 (20 членов ансамбля) с месячной заблаговременностью (от февраля) и с нулевой заблаговременностью (от марта). Пространственное распределение дат начала пыления березы по прогнозам разной заблаговременности и по реанализу ERA5 представлены на рис. 2. Видно, что на качественном уровне прогноз с месячной заблаговременностью в центре и на юге ЕТР визуально ближе к реанализу. Подтверждают это и оценки. В табл. 4 представлены систематическая ошибка прогноза и коэффициент пространственной корреляции.

В центральном и в южном районах систематическая ошибка ниже у прогнозов с месячной заблаговременностью (+5 и −6 дней), чем с нулевой заблаговременностью (+9 и −10 дней, соответственно), при этом в северном районе прогноз с нулевой заблаговременностью точнее на 2 дня (+6 и +8 дней). Коэффициенты пространственной корреляции во всех рассмотренных районах высокие (выше +0.85). При этом в центре и на севере сроки начала пыления, рассчитанные по данным оперативного прогноза и с нулевой, и с месячной заблаговременностью, наступают позже, чем по реанализу, а на юге — раньше.

Показанные результаты позволяют сделать вывод, что сезонный прогноз приземной температуры модели INM-CM5 можно использовать в качестве входной информации для температурно-временной фенологической модели для расчета сроков начала пыления на европейской территории России.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены предварительные результаты по созданию технологии сезонного прогноза начала пыления березы на европейской территории России, основанной на использовании фенологической модели и экспериментальных сезонных прогнозов модели INM-CM5. Для верификации данных моделирования даты начала пыления березы на европейской территории были рассчитаны по реанализу ERA5. Расчетные данные по дате начала пыления на основе хиндкастов модели INM-CM5 и реанализа ERA5 с 1991 по 2019 гг. были оценены в режиме кроссвалидации для нескольких районов европейской территории России. Оценки (средние систематические ошибки ±2 дня, коэффициенты пространственной корреляции выше +0.84) отражают высокое качество

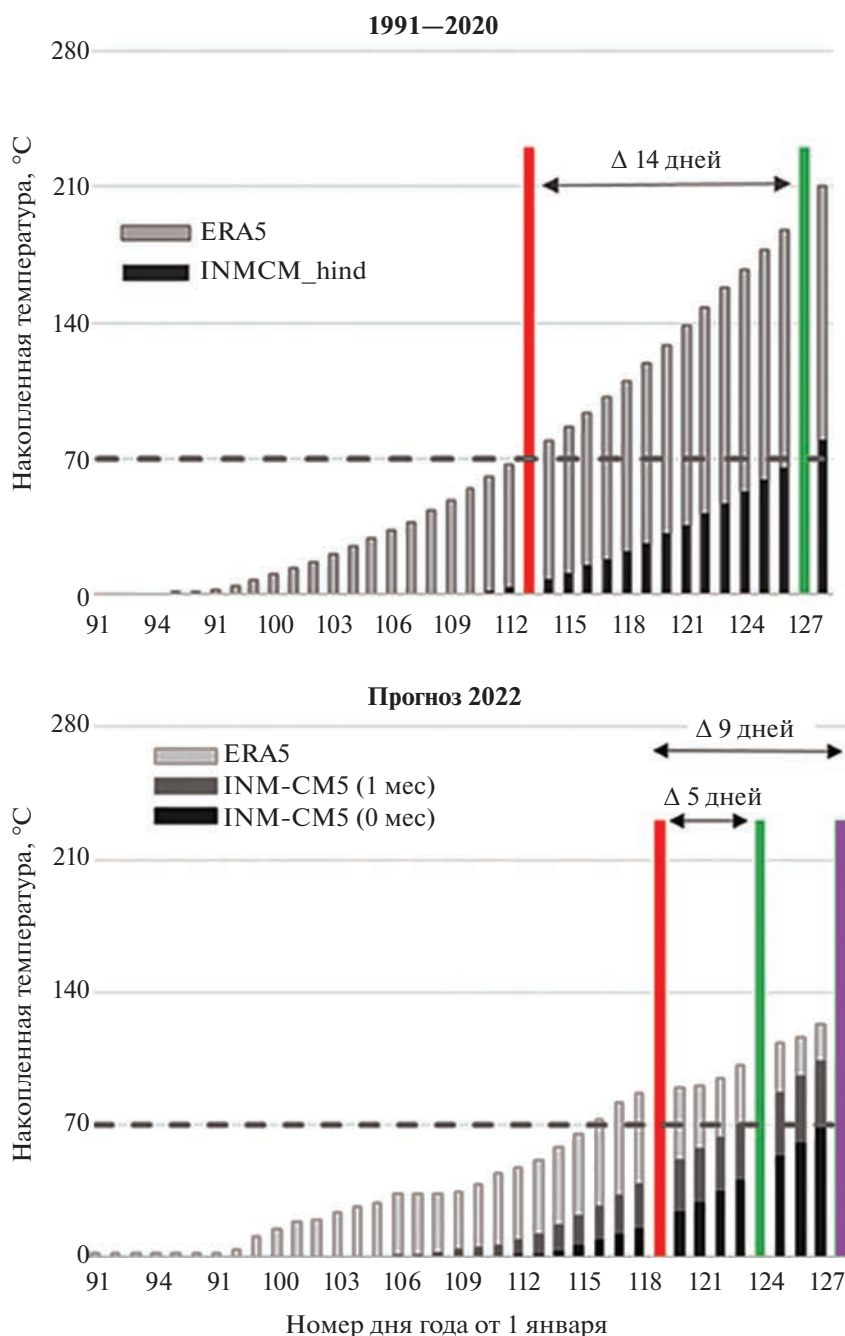


Рис. 3. Ход накопленной температуры в центральном районе: (а) по реанализу ERA5 и ретроспективным прогнозам INM-СМ5 1991—2020 гг., (б) по реанализу ERA5 и экспериментальным прогнозам INM-СМ5 с нулевой и месячной заблаговременностью. Серым пунктиром обозначен порог накопленной температуры для начала пыления (70°C). Красным выделена дата начала пыления березы (номер календарного дня года) по ERA5, фиолетовым — по INM-СМ5 месячной заблаговременностью, зеленым по INM-СМ5 с нулевой заблаговременностью.

воспроизведения даты начала пыления по ретроспективным прогнозам. Прогнозы начала пыления в 2022 году были рассчитаны на основе оперативных сезонных прогнозов по модели INM-СМ5 с месячной и с нулевой заблаговременностью. Прогностические даты начала пыления имеют высокую пространственную корреляцию с дата-

ми, рассчитанными по реанализу ERA5, во всех рассмотренных районах. При этом выявлено, что ошибки прогноза с месячной заблаговременностью в двух рассмотренных районах (в центральном и южном) ниже, чем у прогноза с нулевой заблаговременностью. По всей видимости, это связано с высокой зависимостью транспортно-

временной фенологической модели от качества прогноза приземной температуры в первые дни марта, когда у численной модели, стартующей также от 1 марта, еще происходит усвоение начальных условий (см. рис. 3). Для минимизации данных погрешностей и увеличения качества прогноза в оперативной практике планируется использовать сезонные прогнозы INM-CM5 со стартом расчета в середине февраля. Также следует отметить, что данный подход к оценке начала пылевого сезона с заблаговременностью 1–2 месяца применим только к оценке начала локального пыления березы. Поскольку пыльца березы может переноситься с воздушными потоками на расстояние до 1000 км [Sofiev et al., 2006], увеличение концентрации пылицы в атмосферном воздухе может происходить и до начала местного пыления. Однако прогноз заноса пылицы из соседних регионов возможен посредством использования транспортных моделей переноса, описанных во введении. Решение этой задачи планируется как продолжение данного исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение № 075-15-2021-577 с ИФА им. А.М. Обухова РАН) (разработка и оценка метода прогноза сроков пыления березы) и РНФ № 20-17-00190 (расчет ретроспективных и оперативных сезонных прогнозов с моделью INM-CM5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Богова А.В., Ильина Н.И., Лусс Л.В. Тенденции в изучении эпидемиологии аллергических заболеваний в России за последние 10 лет // Российский аллергологический журн. 2008. № 6. С. 3–14.
- Варгин П.Н., Володин Е.М. Анализ воспроизведения динамических процессов в стратосфере климатической моделью ИВМ РАН // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52. № 1. С. 3.
- Варгин П.Н., Кострыкин С.В., Володин Е.М. Анализ воспроизведения динамического взаимодействия тропосферы и стратосферы в расчетах климатической модели ИВМ РАН // Метеорология и гидрология. 2018. № 11. С. 34–39.
- Вильфанд Р.М., Заринов Р.Б., Киктев Д.Б., Круглова Е.Н., Крыжов В.Н., Куликова И.А., Тищенко В.А., Толстых М.А., Хан В.М. Долгосрочные метеорологические прогнозы в Гидрометцентре России // Гидрометеорологические исследования и прогнозы. 2019. № 4(374). С. 12–36.
- Вишнева Е.А., Намазова-Баранова Л.С., Алексеева А.А. Современные принципы терапии аллергического ринита у детей // Педиатрическая фармакология. 2014. Т. 11. № 1. С. 6–14.
- Володин Е.М., Мортиков Е.В., Кострыкин С.В., Галин В.Я., Лысков В.Н., Грищун А.С., Дианский Н.А., Гусев А.В., Яковлев Н.Г. Воспроизведение современного климата в новой версии климатической модели ИВМ РАН // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. V. 53. № 2. Р. 164–178.
- Емелина С.В., Набокова Е.В., Рубинштейн К.Г. Сравнение фенологических моделей определения начала пыления березы для численного прогнозирования переноса аллергенов // Гидрометеорологические исследования и прогнозы. 2019. № 3(373). С. 151–160.
- Козулина И.Е., Курбачева О.М., Ильина Н.И. Аллергия сегодня. Анализ новых эпидемиологических данных // Российский аллергологический журн. 2014. № 3. С. 3–10.
- Мирвис В.М., Мелешко В.П. Современное состояние и перспективы развития метеорологических прогнозов на месяц и сезон // Труды ГГО. 2008. Вып. 558. С. 3–40.
- Намазова-Баранова Л.С. Аллергия у детей – от теории к практике. М.: Союз педиатров России, 2011. 668 с.
- Носова М.Б., Северова Е.Э., Волкова О.А. Многолетние исследования современных палинологических спектров в средней полосе европейской части России // Бюллетень московского общества испытателей природы. Отдел биологии. 2015. Т. 120. № 6. С. 42–50.
- Степанов В.Н., Реснянский Ю.Д., Струков Б.С., Зеленко А.А. Крупномасштабная циркуляция океана и характеристики ледового покрова по данным численных экспериментов с использованием модели NEMO // Метеорология и гидрология. 2019. № 1. С. 50–66.
- Толстых М.А., Желен Ж.Ф., Володин Е.М., Богословский Н.Н., Вильфанд Р.М., Киктев Д.Б., Красюк Т.В., Кострыкин С.В., Мизяк В.Г., Фадеев Р.Ю., Шашкин В.В., Шляева А.В., Эзау И.Н., Юрова А.Ю. Разработка многомасштабной версии глобальной модели атмосферы ПЛАВ. // Метеорология и гидрология. 2015. № 6. С. 25–35.
- Хаитов Р.М., Ильина Н.И. Аллергология и клиническая иммунология. Клинические рекомендации. М.: ГЭОТАР – Медиа, 2019. 352 с.
- Хан В.М. Усовершенствование долгосрочных метеорологических прогнозов на основе структурно-статистического подхода. Диссертация на соискание ученой степени д. г. н. Москва, 2012. 305 с.
- Andersen T.B. A model to predict the beginning of the pollen season // Grana. 1991. V. 30. P. 269–275.
- Bastl K., Kmenta M., Pessi A.M., Prank M., Saarto A., Sofiev M., Bergmann K.C., Buters J.T.M., Thibaudon M., Jäger S., Berger U. First comparison of symptom data with allergen content (Bet v 1 and Phl p 5 measurements) and pollen data from four European regions during 2009–2011 // Sci. Total Environ. 2016. V. 548–549. P. 229–235.
- Cannell M.G.R., Smith R.I. Thermal Time, Chill Days and Prediction of Budburst in Picea-Sitchensis // J. Applied Ecology. 1983. № 20. P. 951–963.
- Carton J.A., Chepurin G.A., Chen L. SODA3: A New Ocean Climate Reanalysis // J. Clim. 2018. V. 31. № 17. P. 6967–6983.
- D'Amato G., Cecchi L., Bonini S., Nunes C., Liccardi G., Popov T., Cauwenberge P. Van. Allergenic pollen and

- pollen allergy in Europe // *Allergy*. 2007. V. 9(62). P. 976–990.
- Dorota M. Prediction of the birch pollen season characteristics in Cracow, Poland using an 18-year data series // *Aerobiologia*. 2013. V. 29. P. 31–44.
- Eyring V., Bony S., Meehl G.A. et al. Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6) experimental design and organization // *Geosci. Model Dev.* 2016. V. 9. № 5. P. 1937–1958.
- Haahntela T., Valovirta E., Saarinen K. et al. The Finnish Allergy Program 2008–2018: society-wide proactive program for change of management to mitigate allergy burden // *J. Allergy Clin Immunol.* 2021. V. 148. P. 319–326.
- Helbig N., Vogel B., Vogel H., Fiedler F. Numerical modeling of pollen dispersion on the regional scale // *Aerobiologia* (Bologna). 2004. V. 3. P. 3–19.
- Hersbach H., Bell B., Berrisford P. et al. The ERA5 global reanalysis // *Quarterly J. Royal Meteorological Society*. 2020. V. 146. P. 1999–2049.
- Huynen M., Menne B., Behrendt H. et al. Phenology and Human Health: Allergic Disorders. 2003. World Health Organisation.
- Fu Y., Campioli M., Deckmyn G., Janssens I. The Impact of Winter and Spring Temperatures on Temperate Tree Budburst Dates: Results from an Experimental Climate Manipulation // *PLoS ONE*. 2012. V. 7(10). E. 47324.
- Kim Y.H., Min S.K., Zhang X. et al. Evaluation of the CMIP6 multi-model ensemble for climate extreme indices // *Weather and Climate Extremes*. 2020. V. 29. 100269
- Klimek L., Bachert C., Pfaar O. ARIA guideline 2019: treatment of allergic rhinitis in the German health system // *Allergo J. Int.* 2019. V. 28(7). P. 255–276.
- Koivikko A., Kupas R., Makinen Y., Pohjola A. Pollen seasons: forecasts of the most important allergenic plants in Finland // *Allergy*. 1986. V. 41(4). P. 233–242.
- Kukkonen J., Olsson T., Schultz D.M. et al. A review of operational, regional-scale, chemical weather forecasting models in Europe // *Atmos. Chem. Phys.* 2012. V. 12. P. 1–87.
- Laadi M. Regional variations in the pollen season of *Betula* in Burgundy: Two models for predicting the start of the pollination // *Aerobiologia*. 2001b. V. 17. P. 247–254.
- Latałowa M., Miętus M., Uruska A. Pollen seasonal variations in the atmospheric *Betula* pollen count in Gdańsk (southern Baltic coast) in relation to meteorological parameters // *Aerobiologia*. 2022. V. 18. P. 33–43.
- Linkosalo T., Ranta H., Oksanen A., Siljamo P., Luomajoki A., Kukkonen J. et al. A double-threshold temperature sum model for predicting the flowering duration and relative intensity of *Betula pendula* and *B. pubescens* // *Agricultural and Forest Meteorology*. 2010. V. 150. P. 1579–1584.
- Mahura A., Baklanov A., Korsholm U. Parameterization of the birch pollen diurnal cycle // *Aerobiologia* (Bologna). 2009. V. 25. P. 203–208.
- Myszkowska D., Jenner B., Stepalska D., Czarnobilska E. The pollen dynamics and the relationship among some pollen season characteristics (start, end, annual total, pollen season phases) in Kraków, Poland, 1991–2008 // *Aerobiologia*. 2011. V. 27(3). P. 229–238.
- Newnham R., Sparks T., Skjøth C., Head K., Adams-Groom B., Smith M. Pollen season and climate: is the timing of birch pollen release in the UK approaching its limit? // *Int. J. Biometeorol.* 2013. V. 57. P. 391–400.
- Norris-Hill J. A method to forecast the start of the *Betula*, *Platanus* and *Quercus* pollen seasons in North London // *Aerobiologia*. 1998. V. 14. P. 165–170.
- Pauling A., Rotach M.W., Gehrig R., Clot B. A method to derive vegetation distribution maps for pollen dispersion models using birch as an example // *Int. J. Biometeorol.* 2012. V. 56. P. 949–958.
- Porteous T., Wyke S., Smith S., Bond C., Francis J., Lee A.J., Lowrie R., Scotland G., Sheikh A., Thomas M., Smith L. “Help for Hay fever”, a goal – focused intervention for people with intermittent allergic rhinitis, delivered in Scottish community pharmacies: study protocol a pilot cluster randomized controlled trial. // *Trials*. 2013. V. 15. № 14. P. 217.
- Ritenberga O., Sofiev M., Siljamo P., Saarto A., Dahl A., Ekebom A., Sauliene I., Shalaboda V., Severova E., Hoebeke L., Ramfjord H. A statistical model for predicting the inter-annual variability of birch pollen abundance in Northern and North-Eastern Europe // *Science of the Total Environment*. 2018. V. 615. P. 228–239.
- Rodriguez-Rajo F.J., Frenguelli G., Jato M.V. Effect of air temperature on forecasting the start of the *Betula* pollen season at two contrasting sites in the south of Europe (1995–2001) // *International J. Biometeorology*. 2003. V. 47. P. 117–125.
- Siljamo P., Sofiev M., Filatova E., Grewling L., Jäger S., Khoreva E., Linkosalo T., Ortega Jimenez S., Ranta H., Rantio-Lehtimäki A., Svetlov A., Veriankaite L., Yakovleva E., Kukkonen J. A numerical model of birch pollen emission and dispersion in the atmosphere. Model evaluation and sensitivity analysis // *Int. J. Biometeorol.* 2012. V. 57. P. 125–136.
- Simpson D., Benedictow A., Berge H., Bergström R., Emberson L.D., Fagerli H., Flechard C.R., Hayman G.D., Gauss M., Jonson J.E., Jenkin M.E., Nyíri A., Richter C., Semeena V.S., Tsyro S., Tuovinen J.-P., Valdebenito Á., Wind P. The EMEP MSC-W chemical transport model – technical description // *Atmos. Chem. Phys.* 2012. V. 12. P. 7825–7865.
- Sofiev M., Siljamo P., Ranta H. Towards numerical forecasting of long-range air transport of birch pollen: theoretical considerations and a feasibility study // *Int. J. Biometeorol.* 2006. V. 50. P. 392.
- Sofiev M., Siljamo P., Ranta H., Linkosalo T. A numerical model of birch pollen emission and dispersion in the atmosphere, Description of the emission module // *Int. J. Biometeorol.* 2012(a). V. 57. P. 45–58.
- Stach A., Emberlin J., Adams-Groom B., Smith M., Myszkowska D. Factors that determine the severity of *Betula* spp. pollen seasons in Poland (Poznań and Cracow) and the United Kingdom (Worcester and London) // *International J. Biometeorology*. 2008. V. 52(4). P. 311–321.
- Tarasevich M.A., Volodin E.M. Influence of various parameters of INM RAS climate model on the results of ex-

- treme precipitation simulation // International Young Scientists School and Conference on Computational Information Technologies for Environmental Sciences, May 27–June 6, 2019. IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. V. 386. P. 012012.
- Tarasevich M.A., Volodin E.M. The Influence of Autumn Eurasian Snow Cover on the Atmospheric Dynamics Anomalies during the Next Winter in INMCM5 Model Data // Supercomputing Frontiers and Innovations. 2021. V. 8(4). P. 24–39.
- Vogel H., Pauling A., Vogel B. Numerical simulation of birch pollen dispersion with an operational weather forecast system // Int. J. Biometeorol. 2008. V. 52. P. 805–814.
- Volodin E.M., Mortikov E.V., Kostykin S.V. et al. Simulation of the present-day climate with the climate model INMCM5 // Clim. Dyn. 2017. V. 49. P. 3715–3734.
- Volodin E.M., Gritsun A.S. Simulation of observed climate changes in 1850–2014 with climate model INM-CM5 // Earth System Dynamics. 2018. V. 9(4). P. 1235–1242.
- Vorobyeva V., Volodin E. Evaluation of the INM RAS climate model skill in climate indices and stratospheric anomalies on seasonal timescale // Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography. 2021. V. 73(1). P. 1–12. (a)
- Vorobyeva V.V., Volodin E.M. Experimental Studies of Seasonal Weather Predictability Based on the INM RAS Climate Model // Mathematical Models and Computer Simulations. 2021. V. 13(4). P. 571–578. (b)
- Zink K., Pauling A., Rotach M.W., Vogel H., Kaufmann P., Clot B. EMPOL 1.0: a new parameterization of pollen emission in numerical weather prediction models // Geosci. Model Dev. 2013. V. 6. P. 1961–1975.

Seasonal Hydrodynamic Forecasts of INM-CM5 Model for Estimation of the Start of the Birch Pollen Season

S. V. Emelina^{1, 2, 3, *}, V. M. Khan^{1, 2, 3}, V. A. Semenov^{3, 4}, V. V. Vorobyeva^{1, 2, 3}, M. A. Tarasevich^{1, 2, 5}, and E. M. Volodin^{1, 2, 3}

¹Hydrometeorological Center of Russia, Bolshoy Predtechensky per., 11–13, Moscow, 123242 Russia

²Institute of Numerical Mathematics RAS, Gubkina str., 8, Moscow, 119991 Russia

³Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevsky, 3, Moscow, 119017 Russia

⁴Institute of Geography, Russian Academy of Sciences, Staromonetnyi per., 29–4, Moscow, 119017 Russia

⁵Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy per., 9, Moscow region, Dolgoprudny, 141701 Russia

*e-mail: tkachuzn@gmail.com

The experimental seasonal forecasts of the INM-CM5 climate model were used as input data for the temperature-time phenological model of birch dusting. Within the framework of the joint model, a test technology was developed for seasonal forecasting of the timing of the beginning of birch dusting in the European territory of Russia. Verification of this technology on seasonal retrospective forecasts of the INM-CM5 model (1991–2019) showed an adequate reproduction of the birch dusting start dates calculated for the same period according to the ERA5 reanalysis. The mean systematic errors are ± 2 days, and the spatial correlation coefficients are above +0.84. The forecasts of the date of dusting start in 2022, calculated from the experimental operational seasonal forecasts of the INM-CM5 model with a monthly lead-time and with a zero lead-time, are also evaluated. It is shown that the errors in forecasting the beginning of dusting are ± 5 –10 days, and the forecasts with a one-month lead-time have fewer errors. The obtained results allow us to conclude that the seasonal forecast of the surface temperature of the INM-CM5 model can be used as input information for the temperature-time phenological model for the operational forecast of the timing of the start of birch dusting in the European territory of Russia.

Keywords: seasonal forecast, start of the pollen season, phenological model, birch pollen, INM-CM5 model

УДК 551.51

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ЗАВИХРЕННОСТИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ НЕОДНОРОДНЫМ ТРЕНИЕМ НА ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2023 г. Л. Х. Ингель^{а, с, *}, А. А. Макоско^{б, с}

^аФГБУ “НПО “Тайфун”, ул. Победы, 4, Обнинск, 249038 Россия

^бРоссийская академия наук, Ленинский пр-кт, 14, Москва, 119991 Россия

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

*e-mail: lev.ingel@gmail.com

Поступила в редакцию 11.04.2023 г.

После доработки 21.04.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

В ряде публикаций последних лет обращается внимание на неоднородности подстилающей поверхности как фактор, который может способствовать зарождению и интенсификации смерчей. В работе предложена аналитическая модель генерации завихренности под влиянием горизонтально-неоднородного трения. Возникающая завихренность пропорциональна скорости фонового течения и поперечному к этому течению горизонтальному градиенту коэффициента сопротивления; зависимость от других факторов относительно слабая. Численные оценки показывают возможность эффективной генерации завихренности.

Ключевые слова: атмосферные течения, завихренность, неоднородное трение, атмосферные вихри, аналитическая модель

DOI: 10.31857/S0002351523040090, **EDN:** YOBQKP

1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде публикаций последних лет обращается внимание на неоднородности подстилающей поверхности как фактор, который может способствовать зарождению и интенсификации смерчей [Frazier et al, 2019; Kellner, Niyogy, 2014; Lyza, Knupp, 2018; Markert et al, 2019; Muncy, 2021; Wheatley, Trapp, 2008]. Один из возможных физических механизмов заключается в том, что при взаимодействии горизонтального течения с неоднородной подстилающей поверхностью эффективное сопротивление может быть неоднородным в поперечном к потоку направлении. Это должно приводить к возникновению горизонтального сдвига, и, следовательно, генерации вертикальной завихренности, которая, как известно, является важнейшим фактором, способствующим зарождению и интенсификации смерчей (см., например, [Dotzek et al, 2010; Miglietta, 2019]). В настоящей заметке рассмотрена относящаяся сюда простейшая аналитическая модель. Отметим, что некоторые эффекты неоднородного трения исследовались в недавней работе [Ингель, Макоско, 2023], но в ней рассматривались неоднородности поверхности и связанные с этим процессы относительно больших горизонтальных масштабов, для которых

важную роль играет, в частности, учет кориолисовых ускорений. В настоящей работе рассматриваются процессы меньших масштабов с существенно иной динамикой.

2. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

В качестве фонового горизонтального течения рассматриваем некоторое обобщение плоского течения Куэтта [Ландау, Лифшиц, 1986], описываемого уравнением

$$\frac{d}{dz} K(z) \frac{du}{dz} = 0. \quad (1)$$

Здесь ось z направлена вверх, u — скорость течения (ограничиваемся рассмотрением плоскопараллельного течения вдоль одной из горизонтальных осей x), K — эффективный коэффициент турбулентного обмена. Рассматривается горизонтальный слой среды на верхней границе которого $z = H$ задана скорость $u = U$. Воспользуемся моделью пограничного слоя с квадратичным трением на нижней границе $z = 0$ [Галушко, Орланович, 1978; Ингель, Михайлова, 1990; Ingel, 2005]. В таких моделях предполагается, что уровень $z = 0$ соответствует не подстилающей поверхности, а, например, верхней границе призем-

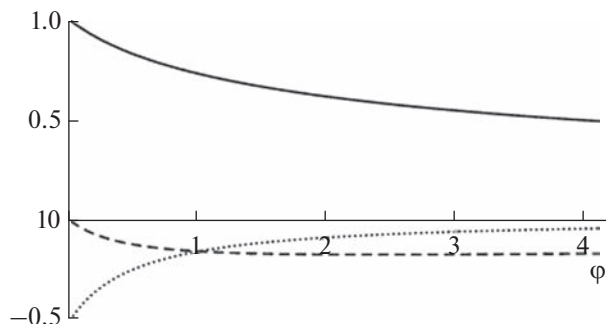


Рис. 1. Нормированные на U зависимости от параметра φ скорости $u(0)$ (сплошная линия), производной $du/d\varphi|_{z=0}$ (пунктир) и $F(\varphi) \equiv \varphi(du/d\varphi)|_{z=0}$ (штриховая линия).

ного (приводного) слоя или уровню стандартных метеорологических наблюдений, так что на этом уровне допускается некоторое “проскальзывание”. Краевое условие на нижней границе имеет вид

$$K \frac{\partial u}{\partial z} = c_D u^2 \quad \text{при } z = 0, \quad (2)$$

где c_D — безразмерный коэффициент сопротивления. Из (1) следует

$$\frac{du}{dz} = \frac{C}{K(z)}, \quad (3)$$

где C — постоянная интегрирования. Из (3) и граничного условия на поверхности $z = H$ следует

$$u = U + C \int_H^z \frac{dz'}{K(z')}. \quad (4)$$

С учетом (2), (3), (4), получаем уравнение для определения постоянной C :

$$C^2 - \frac{1 + 2c_D UI}{c_D I^2} C + \frac{U^2}{I^2} = 0, \quad (5)$$

$$I \equiv \int_0^H \frac{dz'}{K(z')} = \overline{K(z)^{-1}},$$

где черта означает осреднение по z . Отсюда

$$C = \frac{U}{I} \frac{1 + \varphi \pm (1 + 2\varphi)^{1/2}}{\varphi}, \quad (6)$$

где безразмерный параметр $\varphi = 2c_D UI$. Для профиля скорости получаем выражение

$$u(z) = U \left\{ 1 - \frac{1 + \varphi \pm (1 + 2\varphi)^{1/2}}{\varphi} \times \left[\int_z^H \frac{dz'}{K(z')} \right] / \left[\int_0^H \frac{dz'}{K(z')} \right] \right\}. \quad (7)$$

Решение формально оказалось неоднозначным. Но из физических соображений в (6) и (7) следует выбрать решение с отрицательным знаком перед корнем. (Решение с положительным знаком приводит к отрицательным значениям скорости в нижней части слоя. Это несовместимо с тем, что рассматриваемый слой приводится в движение положительным “форсингом” $U > 0$ на верхней границе). На нижней границе слоя $z = 0$

$$u(0) = U \left[1 - \frac{1 + \varphi - (1 + 2\varphi)^{1/2}}{\varphi} \right], \quad (8)$$

$$\frac{du}{d\varphi} \Big|_{z=0} = \frac{U}{\varphi^2} \left[1 - \frac{1 + \varphi}{(1 + 2\varphi)^{1/2}} \right].$$

На рис. 1 представлены эти функции параметра φ . В простейшем частном случае $K = \text{const}$ получаем $I = H/K$, $\varphi = 2c_D UH/K$, и решение имеет вид

$$u(z) = U \left[1 - \frac{1 + \varphi - (1 + 2\varphi)^{1/2}}{\varphi} \left(1 - \frac{z}{H} \right) \right]. \quad (9)$$

Пусть теперь трение горизонтально-неоднородно — коэффициент сопротивления c_D зависит от поперечной к потоку горизонтальной координаты y . Следовательно, от y зависит и параметр φ , и горизонтальная скорость u , что означает возникновение завихренности du/dy .

Очевидно,

$$\frac{du}{dy} = \frac{du}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dc_D} \frac{dc_D}{dy} = UF(\varphi) \frac{d \ln c_D}{dy} \left[\int_z^H \frac{dz'}{K(z')} \right] / \left[\int_0^H \frac{dz'}{K(z')} \right], \quad (10)$$

$$F(\varphi) = \frac{1}{\varphi} \left[1 - \frac{1 + \varphi}{(1 + 2\varphi)^{1/2}} \right].$$

В частности, при $K = \text{const}$

$$\frac{du}{dy} = UF(\varphi) \frac{d \ln c_D}{dy} \left(1 - \frac{z}{H} \right). \quad (11)$$

Если, например, принять значения параметров $U = 15$ м/с, $K = 10$ м²/с, $H = 200$ м, $c_D = 10^{-3}$, то $\varphi = 0.6$. Это значение может заметно увеличиваться в более реальных моделях с $K \neq \text{const}$, учитывающих существенное ослабление турбулентного обмена у подстилающей поверхности и, следовательно, большие значения параметра I . Остановимся, например, на модели [Гутман, 1969]:

$$K(z) = K_0 + (K_1 - K_0)(1 - e^{-z/h}).$$

Эта модель предполагает рост $K(z)$ от относительно малого значения $K = K_0$ при $z = 0$ до некоторого значения K_1 на уровнях, существенно вы-

ше некоторого уровня $z = h$. В этом случае входящий в решение интеграл

$$\int_z^H \frac{dz'}{K(z')} = \frac{h}{K_1} \ln \left[\frac{K_0/K_1 + \exp(H/h) - 1}{K_0/K_1 + \exp(z/h) - 1} \right], \quad (12)$$

$$I \equiv \int_0^H \frac{dz'}{K(z')} = \frac{H}{K_1} \ln \left[1 + \frac{K_1}{K_0} (\exp(H/h) - 1) \right].$$

Если коэффициент обмена $K(z)$ сильно убывает у нижней границы ($K_0 \ll K_1$), то значение интеграла I в (12) может быть заметно больше величины H/K_1 , отвечающей случаю $K(z) = K_1 = \text{const}$. Например, если $K_0 = 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$, $K_1 = 10 \text{ м}^2/\text{с}$, $h = 50 \text{ м}$, $H = 200 \text{ м}$, то $I > 2H/K_1$. Пропорционально увеличивается и оценка параметра ϕ . Таким образом, ϕ при рассматриваемых значениях параметров больше или порядка единицы. Как видно из рис. 1, функция $F(\phi)$ в рассматриваемой области слабо меняется и принимает значения около 0.2.

Оценим генерацию завихренности. Если $U = 15 \text{ м/с}$, $c_D = 10^{-3}$, и последняя величина убывает вдвое на горизонтальных масштабах $\Delta y = 500 \text{ м}$, то, согласно (10), у нижней границы генерируется завихренность $\partial u / \partial y$ порядка $0.3 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ — величина на полтора порядка больше скорости планетарного вращения. Этот эффект будет еще значительнее при уменьшении Δy . Но при меньших горизонтальных масштабах неоднородностей настоящая модель менее применима, поскольку не учитывает “горизонтальной” вязкости.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Априори можно было предположить, что результат может сильно зависеть от ряда произвольных допущений, например, от значения высоты H , на которой считается заданной скорость U , или от предполагаемого профиля коэффициента обмена $K(z)$. Но оказалось, что результат носит весьма простой, прозрачный и универсальный характер. Параметры задачи входят в безразмерный параметр ϕ , зависимость решения от которого оказалась слабой. В частности, входящий в ϕ размерный параметр I может меняться в довольно ограниченных пределах. Фактически генерация завихренности существенно зависит лишь от двух параметров: фоновой скорости и горизонтального градиента сопротивления (производной $d \ln c_D / dy$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Галушко В.В., Орданович А.Е. Двухслойная модель экмановского пограничного слоя атмосферы // Метеорология и гидрология. 1978. № 4. С. 33–34.
- Гутман Л.Н. Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов. Л.: Гидрометеиздат, 1969. 295 с.
- Ингель Л.Х., Макоско А.А. О механизме генерации спиральности восходящего потока, обусловленного неоднородным трением на подстилающей поверхности // Докл. РАН. Науки о Земле. 2023. Т. 508. № 2. С. 253–257.
- Ингель Л.Х., Михайлова Л.А. К теории экмановского пограничного слоя с нелинейными граничными условиями // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1990. Т. 26. № 7. С. 675–681.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 733 с.
- Dotzek N., Emeis S., Lefebvre C., Gerpott J. Waterspouts over the North and Baltic Seas: Observations and climatology, prediction and reporting // Meteorologische Zeitschrift. 2010. V. 19. № 1. P. 115–129.
- Ingel L.Kh. On the nonlinear dynamics of the boundary layer of intense atmospheric vortex // Dynamics of Atmospheres and Oceans. 2005. V. 40. № 4. P. 295–304.
- Frazier A.E., Hemingway B.L., Brasher J.P. Land surface heterogeneity and tornado occurrence: an analysis of Tornado Alley and Dixie Alley // Geomatics, Natural Hazards and Risk. 2019. V. 10. № 1. P. 1475–1492. <https://doi.org/10.1080/19475705.2019.1583292>
- Kellner O., Niyogy D. Land surface heterogeneity signature in tornado climatology? An illustrative analysis over Indiana, 1950–2012 // Earth Interactions. 2014. V. 18. № 10. P. 1–32. <https://doi.org/10.1175/2013EI000548.1>
- Lyza A.W., Knupp K.R. A Background investigation of tornado activity across the Southern Cumberland Plateau Terrain System of Northeastern Alabama // Mon. Wea. Rev. 2018. V. 146. P. 4261–4278. <https://doi.org/10.1175/MWR-D-18-0300.1>
- Markert A., Griffin R., Knupp K., Molthan A., Coleman T. A spatial pattern analysis of land surface roughness heterogeneity and its relationship to the initiation of weak tornadoes // Earth Interactions. 2019. V. 23. № 5. P. 1–28. <https://doi.org/10.1175/EI-D-18-0010.1>
- Miglietta M.M. Waterspouts: A Review // Reference Module in Earth Systems and Environmental Sciences. 2019. 15 p.
- Muncy T.J. Topographic and surface roughness influences on tornadogenesis and decay [Электронный ресурс] / Thesis. College of Arts and Sciences of Ohio University. 2021. 164 p. Режим доступа: https://etd.ohiolink.edu/apexprod/rws_olink/r/1501/10?clear=10&p10_accession_num=ohiou1628513174226383 (дата обращения 19.12.2022 г.).
- Wheatley D.M., Trapp R.J. The effect of mesoscale heterogeneity on the genesis and structure of mesovortices within quasi-linear convective systems // Mon. Wea. Rev. 2008. V. 136. P. 4220–4241.

Analytical Model for the Generation of Vorticity Due to Inhomogeneous Friction on the Underlying Surface

L. Kh. Ingel^{1, 3, *} and A. A. Makosko^{2, 3}

¹*Research and Production Association “Typhoon”, ul. Pobedy, 4, Obninsk, 249038 Russia*

²*Russian Academy of Sciences, Leninskii pr., 14, Moscow, 119991 Russia*

³*Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia*

**e-mail: lev.ingel@gmail.com*

In a number of recent publications, attention is drawn to the heterogeneity of the underlying surface as a factor that can contribute to the initiation and intensification of tornadoes. The paper proposes an analytical model for the generation of vorticity under the influence of horizontally inhomogeneous friction. The resulting vorticity is proportional to the background flow velocity and to the horizontal gradient of the drag coefficient transverse to this flow; dependence on other factors is relatively weak. Numerical estimates show the possibility of efficient vorticity generation.

Keywords: atmospheric currents, vorticity, inhomogeneous friction, atmospheric vortices, analytical model

УДК 551.515.3

ВОДЯНЫЕ СМЕРЧИ В РОССИИ И В МИРЕ: КЛИМАТОЛОГИЯ И УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ

© 2023 г. О. В. Калмыкова*

ФГБУ “Научно-производственное объединение “Тайфун”, ул. Победы, 4, Обнинск, 249038 Россия

*e-mail: kov@feerc.ru

Поступила в редакцию 14.02.2023 г.

После доработки 17.04.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Представлен обзор изученности водяных смерчей в мире. Приведены наиболее известные схематические модели образования водяных смерчей. Выделены основные факторы смерчегенеза над водной поверхностью. Собраны и проанализированы данные о случаях регистрации водяных смерчей на земном шаре за период с 2000 по 2022 гг. Выделены три основных района их сосредоточения: Средиземное море, Мексиканский залив и прилегающая Атлантика, Великие американские озера. Оценена повторяемость водяных смерчей в странах с наибольшим числом случаев их ежегодной регистрации (США, Италия, Греция, Россия, Турция). Обобщены известные данные о характеристиках смерчей, полученные в ходе прямых и дистанционных измерений. Дана концептуальная схема их строения. Проанализированы водяные смерчи в России. Представлена статистика случаев их регистрации у Черноморского побережья России. Построена карта мест выхода черноморских смерчей на побережье.

Ключевые слова: водяные смерчи, факторы смерчегенеза, структура вихря, характеристики смерчей, районы активного смерчеобразования, черноморские смерчи, статистика

DOI: 10.31857/S0002351523040107, **EDN:** YOBSZW

ВВЕДЕНИЕ

Водяные смерчи (waterspouts) — интенсивные воронкообразные вихри с почти вертикальной осью вращения, возникающие над водной поверхностью. Водяные смерчи относятся к классу конвективных вихрей с теплым ядром и пониженным давлением в центре [Renno and Bluestein, 2001]. По своим термодинамическим характеристикам они схожи как с пыльными вихрями (радиус вращения около 1 м), так и с торнадо (интенсивными смерчами над сушей) и ураганами.

Водяные смерчи, как правило, рассматривают в контексте вихрей немезоциклонного происхождения вместе со слабыми вихрями над сушей (landspouts) [Markowski and Richardson, 2010]. По мнению многих специалистов, процессы образования вихрей этих двух видов практически идентичны, их отличает лишь поверхность, над которой они формируются [Brady and Szoke, 1989; Types of tornado, электронный ресурс]. Известны случаи возникновения водяных смерчей и из су-

перячек [Chan et al., 2021; Glanville et al., 2016; Mihajlovic et al., 2021]. Подобные смерчи по аналогии со смерчами над сушей выделяют в отдельную категорию — мезоциклонные водяные смерчи [Meaden, 1985; Smith, электронный ресурс].

НЕМЕЗОЦИКЛОННЫЕ ВОДЯНЫЕ СМЕРЧИ

Немезоциклонные или, как их условно можно назвать, классические водяные смерчи возникают из облаков хорошей погоды (fair-weather waterspouts), а также из отдельных кучево-дождевых облаков или их скоплений, дающих осадки, иногда являющихся и грозовыми (thunderstorm waterspouts) [Renko et al., 2016; Spratt, 1994]. Смерчи данного типа, как правило, не отличаются высокой интенсивностью, по шкале Фудзиты это смерчи класса F0 или F1, со скоростями ветра от 18 до 50 м/с. Более точные оценки скоростей будут даны ниже в разделе, посвященном характеристикам смерчей. Время их существования также невелико — не более 20 мин [Golden, 2015]. Такие смерчи обычно малоподвижны. Они могут представлять опасность для малогабаритных судов, путь следования которых протекает в непосредственной близости от смерча. В случае выхода подобных смерчей на сушу, они, как правило,

Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на IV Всероссийской конференции с международным участием “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти академика А.М. Обухова (Москва, 22–24 ноября 2022 г.).

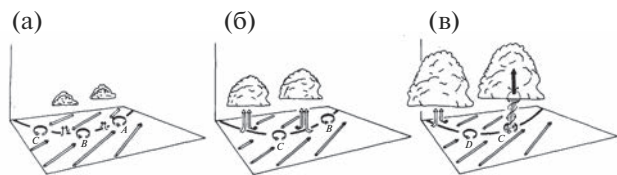


Рис. 1. Схематическая модель зарождения немезоциклонного смерча [Wakimoto and Wilson, 1989].

сразу же распадаются, оставляя после себя лишь кратковременное усиление ветра, которое, тем не менее, может нанести ущерб различного рода.

Возникновению водяных смерчей немезоциклонного типа способствует наличие следующих благоприятных факторов: сосредоточение в приземном слое вертикальной завихренности, мощная конвекция и высокая влажность в нижнем слое атмосферы [Miglietta, 2019]. Начальная завихренность в таких смерчах, как правило, является следствием действия источников локального масштаба, что обуславливает возможность формирования вихрей как циклонического, так и антициклонического направления вращения [Renno and Bluestein, 2001]. Локальная завихренность может возникать вдоль осей горизонтального сдвига ветра, к примеру, в местах соприкосновения ветра, дующего с моря, с ветровым потоком, идущим с суши [Miglietta, 2019], вдоль границ оттока воздуха, когда нисходящие из облака потоки сталкиваются с фоновым потоком или с потоками из других облаков — наиболее частый сценарий образования водяных смерчей в открытых водах Атлантики [Simpson et al., 1986], и, наконец, вследствие географических особенностей местности — неоднородность трения, тепловые контрасты, пространственно-неоднородное ветровое воздействие, бризовая циркуляция [Dotzek et al., 2010].

На рис. 1 показана схема зарождения немезоциклонного смерча, предложенная в работе [Wakimoto and Wilson, 1989]. На начальном этапе в приземном слое образуются микровихри А, В, С (рис. 1а). Если атмосфера в этом месте неустойчива, начинают формироваться кучевые облака. По мере их роста усиливается мощность восходящих потоков (рис. 1б). Как только один из микровихрей попадает в область влияния восходящего потока, начинает зарождаться вихрь — восходящий поток способствует вытягиванию завихренности к основанию облака (рис. 1в). Вихрь не сразу становится видимым. Когда он достигает основания, активизируется процесс конденсации водяного пара. Образовавшийся конденсат начинает постепенно опускаться по краям внутренней полости вихря. Формируется видимая воронка. При наличии достаточно сильного вращения у поверхности воды все больше ее капель вовлека-

ются в вихревое движение. По некоторым оценкам минимальная скорость вращения для отрыва частиц воды от поверхности должна быть больше 22.5 м/с [Golden, 1974b]. Нередко вдоль достаточно протяженной линии сдвига формируется целое семейство водяных смерчей.

Образование устойчивой вихревой структуры возможно лишь при небольшом сдвиге ветра [Dotzek et al., 2010]. Резкие изменения скорости и направления ветра с высотой могут способствовать быстрому распаду вихря. При выпадении осадков из материнского облака смерча его ось вращения начинает отклоняться в сторону от источника подавления восходящих потоков. Спустя какое-то время начнет исчезать воронка вихря. Со стороны наблюдателя будет казаться, что она отрывается от поверхности воды и поднимается к облаку.

В работе [Golden, 1974a] предложена концептуальная модель образования водяных смерчей, в соответствии с которой для смерчегенеза существен перенос энергии и углового момента по спектру возмущений различных масштабов — от масштаба воронки (3–150 м) до синоптического масштаба. При этом порядок очередности переноса (от большего масштаба к меньшему) не обязательно способствует снижению интенсивности данного переноса. Возникновение локальной завихренности в водяных смерчах может обуславливаться влиянием небольших возмущений синоптического масштаба, которые приводят к образованию слабой конвергенции и положительной завихренности, а также способствуют ее распространению в пространстве. Кроме того важную роль может сыграть и изначально вращение в материнских облаках смерчей.

В работе [Renno and Bluestein, 2001] рассматривается простейшая термодинамическая модель водяного смерча, описывающая условия поддержания вихревой структуры как тепловой машины — частицы воздуха, движущиеся по спирали по направлению к смерчу, поглощают тепло от поверхности воды и становятся более теплыми и увлажненными, чем окружающий их воздух. Поскольку горизонтальные размеры водяных смерчей крайне малы, как правило, для них не требуется учет силы Кориолиса. Считается, что в водяном смерче приблизительно выполняется условие циклострофического баланса — баланса силы градиента давления и центробежной силы [Golden, 1974b]. Модель базируется на предположении о том, что вся полезная работа тепловой машины идет на преодоление механического трения. Модель объясняет воронкообразную форму вихря следующим образом: поскольку наиболее сильное трение отмечается вблизи поверхности воды, то за счет уменьшения углового момента радиус вращения в этой части вихря будет наименьшим. Кроме то-

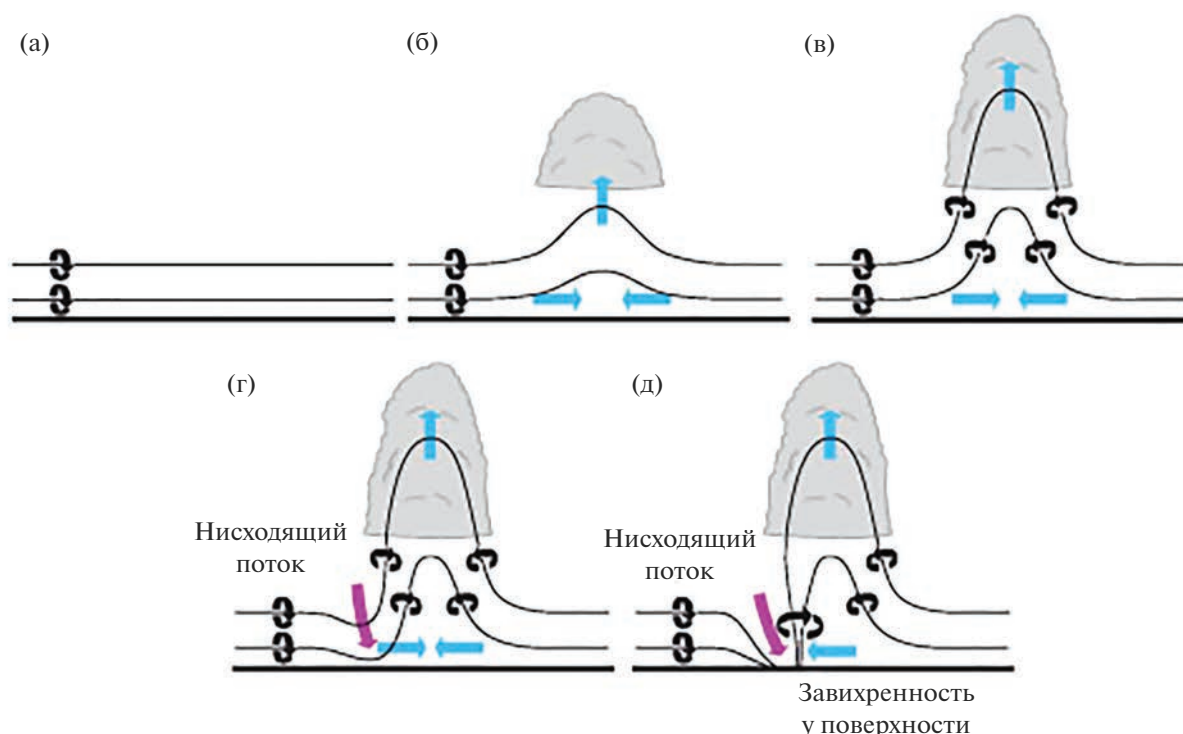


Рис. 2. Схематическая модель зарождения мезоциклонного смерча [Markowski and Richardson, 2010].

го модель констатирует важное условие возникновения водяных смерчей — наличие ненулевой завихренности фонового потока вне зависимости от источника начальной завихренности в приводном слое. Этот факт согласуется с вышеупомянутой концепцией переноса энергии и углового момента различных масштабов. Модель также объясняет, почему смерчи чаще всего формируются в регионах с достаточно теплой и влажной воздушной массой, а также на границах теплых и холодных вод. В таких условиях достигается наиболее быстрое поступление тепла в тепловую машину.

МЕЗОЦИКЛОННЫЕ ВОДЯНЫЕ СМЕРЧИ

О мезоциклонных водяных смерчах (tornado/supercell waterspouts) пока известно крайне мало. В работе [Glanville et al., 2016] высказано предположение о том, что поскольку теплый влажный воздух над морской поверхностью обладает большей степенью неустойчивости, нежели воздух над сушей, именно над водой следует ожидать более частого возникновения суперячеек со смерчами. В последнее время фиксируется появление мезоциклонных водяных смерчей там, где ранее они никогда не регистрировались [Chan et al., 2021; Mihajlovic et al., 2021]. В работе [Mihajlovic et al., 2021] подчеркивается, что изменение климата вполне вероятно может привести к увеличению повторяемости водяных смерчей высокой интенсивности.

Смерчи мезоциклонного типа возникают из достаточно мощных кучево-дождевых облаков с вращением в центре. Эти долгоживущие образования (суперячейки), помимо смерчей, как правило, генерируют и другие опасные явления, такие как град, шквалы, сильные ливни, интенсивные грозы. Обычно мезоциклонные водяные смерчи есть не что иное, как вышедшие на воду смерчи, изначально формирующиеся из суперячеек над сушей [Smith, электронный ресурс]. Однако, как было упомянуто выше, они могут зарождаться и непосредственно над водной поверхностью. Мезоциклонные водяные смерчи могут вбирать в себя большие массы воды и впоследствии обрушивать их на сушу, вызывая катастрофические последствия [Шнюков и др., 1994]. К счастью, смерчи данного типа регистрируют не так часто, более распространены на земном шаре классические водяные смерчи [Smith, электронный ресурс].

На рис. 2 показана схема смерчегенеза мезоциклонного типа [Markowski and Richardson, 2010]. Образованию суперячейки способствует наличие струйного течения нижнего уровня, сильный вертикальный сдвиг ветра, высокая влажность и неустойчивость нижнего слоя атмосферы. Сдвиг ветра приводит к закрутке струй и формированию горизонтальной завихренности (рис. 2а). Попадая в область вертикальных движений под растущим облаком, вращающийся поток постепенно вовлекается в подъем, ось его вращения отклоня-

ется (рис. 2б). Со временем изначально горизонтальная завихренность трансформируется в вертикальную (рис. 2в). Вращающийся воздух, достигая нижней границы облака, устремляется вверх и пробивает наковальню (верхнюю часть облака). У облака появляется возвышающаяся макушка (купол) — один из характерных признаков суперячейки. В облаке на высоте концентрируется источник вертикальной завихренности — мезоциклон. Нисходящими потоками из облака осуществляется перенос завихренности к поверхности земли/воды (рис. 2г). При столкновении вращающихся масс воздуха с неподвижным воздухом у поверхности возникает сильный радиальный поток к центру вращения. Скорость вращения движущихся частиц воздуха увеличивается (за счет уменьшения радиуса вращения). Нарушается циклострофический баланс и вблизи поверхности генерируется стремительный восходящий поток, дающий начало смерчу (рис. 2д).

КЛИМАТОЛОГИЯ ВОДЯНЫХ СМЕРЧЕЙ

Водяные смерчи регистрируют по визуальным наблюдениям. Как следствие, известные данные об их распределении по земному шару могут быть не достаточно полными — возможна недооценка количества смерчей в малонаселенных и труднодоступных местах, а также вследствие индивидуальных особенностей очевидцев (не считают нужными регистрировать эти явления, нет возможности их учета). Зависимость статистики смерчей от плотности населения пока остается нерешенной проблемой. Что касается индивидуальных особенностей, то в настоящее время в этом отношении отмечаются существенные изменения в лучшую сторону. В последние годы все больше людей проявляют интерес к фиксации опасных явлений. Отчасти это обусловлено появлением портативных средств связи и мобильного Интернета, которые значительно упростили процесс регистрации этих явлений. Принимая во внимание указанную тенденцию, по всей видимости, наиболее реальными и приближенными к действительности данными о водяных смерчах следует считать данные, полученные за последние несколько лет. Также представляет интерес и анализ динамики частоты появления водяных смерчей и за более длительный период времени в странах ведущих целенаправленный и строгий учет случаев их появления.

В 2008 г. группой ученых из различных стран был создан Международный центр исследований водяных смерчей (International Centre for Waterspout Research — ICWR) [Sioutas et al., 2009]. С 2020 г. на сайте этого центра www.icwr.ca в открытом доступе публикуются данные о водяных смерчах по всему земному шару. Полная статистика случаев их регистрации за год доступна, на-

чиная с 2021 г. По данным ICWR была построена карта мест появления водяных смерчей в 2021–2022 гг. (рис. 3). Самый северный водяной смерч за рассматриваемый период был зарегистрирован 22 июля 2022 г. у побережья Швеции на 65.6° с.ш., самый южный — 20 мая 2022 г. вблизи Новой Зеландии на 42.7° ю.ш. Основная масса смерчей была зафиксирована в Северной Америке и в Европе, включая Европейскую территорию России (рис. 3). На оставшуюся часть Земли пришлось всего около 12% от общего числа смерчей, отмечавшихся в этот период.

Водяные смерчи, как известно, чаще всего возникают в регионах с достаточно теплыми водами и высокой температурой воздуха, т.е. там, где есть все условия для частого развития конвекции. Годовой ход смерчей для большинства акваторий хорошо согласуется с годовым распределением среднемесячной температуры воды [Golden, 2015]. Пик частоты образования смерчей часто совпадает с пиком максимального прогрева воды.

Крайне редко водяные смерчи регистрируют вдоль восточных побережий Северной и Южной Америки, а также Африки, где преобладает холодный апвеллинг [Golden, 2015]. Данное утверждение достаточно хорошо согласуется с полученным распределением водяных смерчей на Земле в 2021–2022 гг.

Детальный анализ построенной карты водяных смерчей (рис. 3) позволил выделить три основных района их сосредоточения на нашей планете. Ниже дано краткое описание каждого района в порядке уменьшения числа зарегистрированных в 2021–2022 гг. смерчей.

Первый район — прибрежные воды теплых морей Южной Европы, входящих в состав Средиземного моря (548 смерчей, рис. 4). В этом районе выделяется небольшой участок северного побережья Лигурского моря от центральной Лигурии до северной Тосканы с достаточно высокой плотностью водяных смерчей — в год на каждые 10000 км^2 площади приходится около 4 смерчей [Miglietta and Matsangouras, 2018].

Второй район — прибрежные воды Мексиканского залива и Атлантики вдоль Южных штатов Америки (Луизиана, Миссисипи, Флорида, Джорджия, Северная и Южная Каролина, Виргиния) (456 смерчей, рис. 5). В этом районе расположен архипелаг Флорида-Кис, где отмечается наибольшая плотность водяных смерчей на нашей планете — ежегодно на площади в 22809 км^2 регистрируют от 50 до 500 случаев их возникновения [Golden, 1974b].

Третий район — внутренние воды Великих американских озер (197 смерчей, рис. 5). В 2020 г. в этом районе была зафиксирована самая масштабная вспышка водяных смерчей в мире — в течение 7 дней с 28 сентября по 4 октября очевидца-

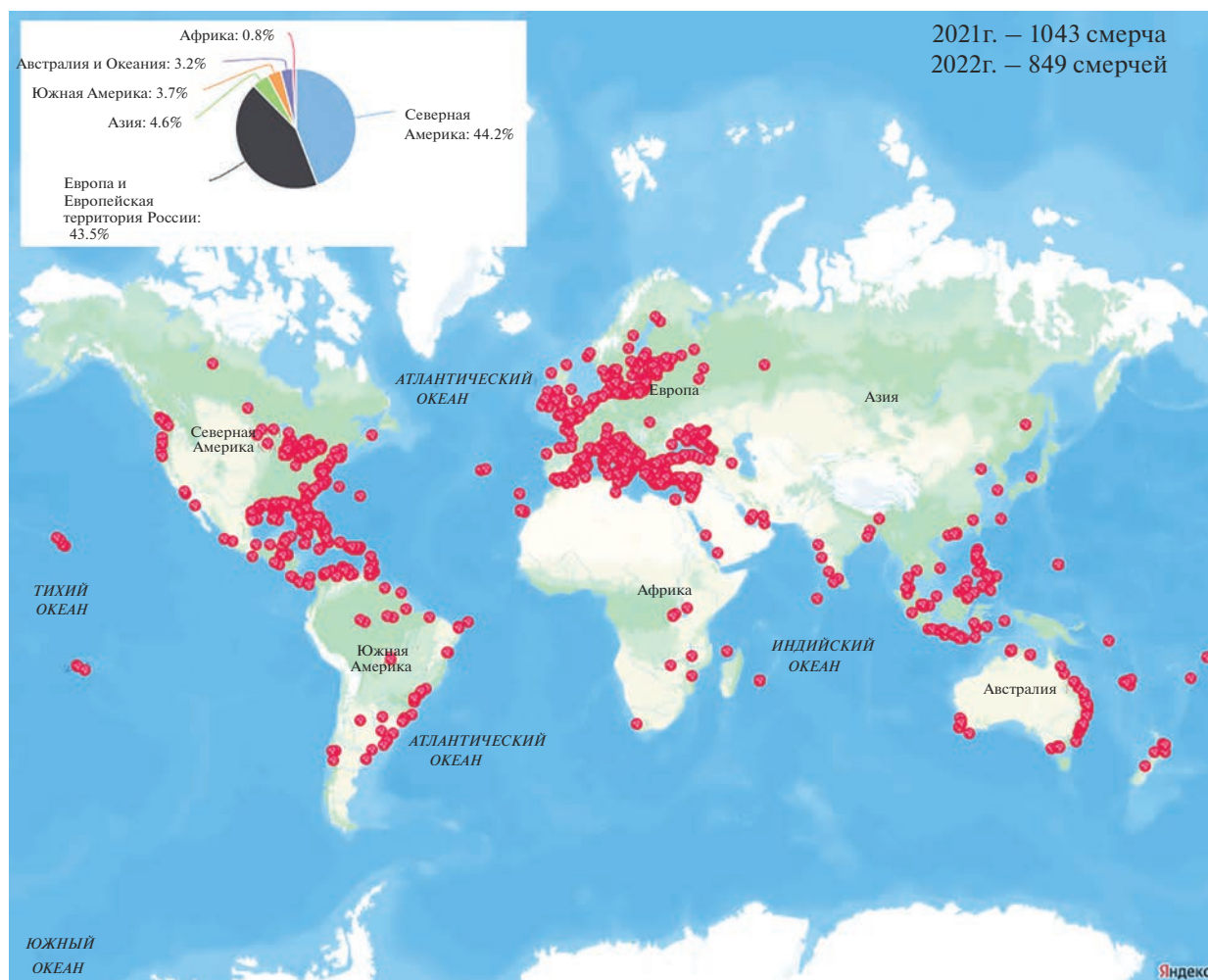


Рис. 3. Водяные смерчи на земном шаре в 2021–2022 гг. (по данным ICWR).

ми было зарегистрировано 232 воронки смерчей. Толчком к развитию этих событий послужило прохождение холодных воздушных масс над теплыми водами озер, что привело к резкому увеличению градиента температур и усилению конвекции [A week-long “waterspout outbreak” produced a record 232 funnels over the Great Lakes].

В дальнейшем была проведена работа по анализу динамики частоты регистрации водяных смерчей за период с 2000 по 2022 гг. в странах, расположенных в выделенных районах активного смерчеобразования – США и страны Южной Европы. Кроме того анализировались случаи возникновения водяных смерчей в России. Использовались открытые данные Европейской базы данных об опасных явлениях (European Severe Weather Database – ESWD, eswd.eu) и официальная статистика NOAA (Storm Events Database, www.ncdc.noaa.gov/stormevents). ESWD включает в себя данные очевидцев опасных явлений по различным странам Европы и России, в том числе

собранный российскими специалистами архив смерчей в странах бывшего СССР [Чернокульский и др., 2021]. При анализе учитывались случаи регистрации водяных смерчей, подтвержденные данными из надежных источников.

По результатам анализа для каждой страны были построены гистограммы распределения количества водяных смерчей по годам. На основании этих гистограмм были выбраны пять стран с достаточно протяженной береговой линией и с большим числом зарегистрированных случаев водяных смерчей за последние пять лет (с 2018 по 2022 гг.). Предполагается, что эти данные лучше всего отражают реальную картину событий. На рис. 6 представлены гистограммы для отобранных стран. Из рис. 6 видно, что из всех стран менее всего подвержена разбросу значений статистика по США, где водяные смерчи стали активно изучать еще со второй половины XX века. Много работ по исследованиям водяных смерчей вблизи северного побережья Мексиканского залива



Рис. 4. Основные районы образования водяных смерчей в Европе по данным ICWR за 2021–2022 гг. (в скобках указано количество смерчей).

и вдоль Флориды связано с именем американского ученого Джозефа Голдена (Joseph H. Golden) [Golden, 1970; Golden, 1971; Golden, 1974a; Golden, 1974b; Golden, 1977; Golden и Bluestein, 1994].

Представленная статистика свидетельствует о том, что из года в год в США с небольшой долей вариации регистрируется практически одно и то же количество водяных смерчей — около 200 случаев в год. Каких-либо существенных сдвигов в сторону уменьшения или увеличения со временем числа смерчей не отмечается. Следует подчеркнуть, что в данных ICWR содержится больше записей о водяных смерчах в США в 2021–2022 гг., чем в официальной статистике NOAA. Вероятнее всего, это связано с тем, что ICWR агрегирует данные всех очевидцев событий, в то время как в официальной статистике, по всей видимости, содержатся данные только от профессиональных наблюдателей (метеорологов). Кроме того в статистке NOAA за указанный период крайне мало данных о водяных смерчах над Великими американскими озерами. С учетом этого, цифру в 200 смерчей в

год, с большой долей вероятности, следует рассматривать лишь как нижний предел.

Данные по остальным четырем странам со временем показывают многократный рост числа регистрируемых водяных смерчей. Очевидно, что это обусловлено недостаточной полнотой имеющихся данных, особенно за первые 10 лет анализируемого периода. По этой причине при рассмотрении данной статистики предлагается ограничиться последними пятью годами. С учетом этого могут быть даны следующие оценки: в Италии, как и в США, ежегодно регистрируют более 200 случаев водяных смерчей, следом идет Греция — около 90 смерчей в год, далее Россия — около 70 смерчей в год и Турция — около 50 смерчей в год.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОДЯНЫХ СМЕРЧЕЙ

Как уже упоминалось выше, по мнению многих специалистов, водяные смерчи имеют схожие черты со смерчами на суше, но при этом менее интенсивны и более распространены на земном

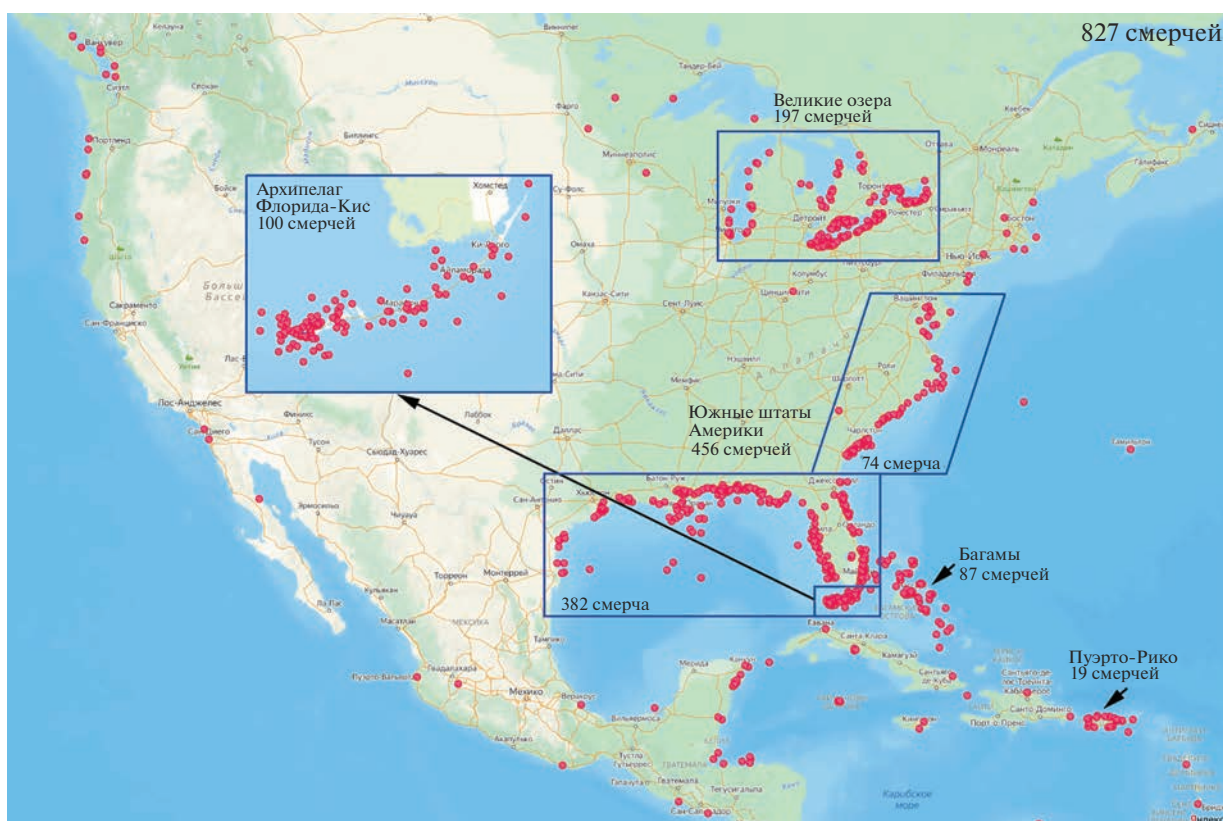


Рис. 5. Основные районы образования водяных смерчей в Северной Америке по данным ICWR за 2021–2022 гг.

шаре. По этим причинам со второй половины XX века стали проводиться активные исследования их характеристик. Организовывались целенаправленные экспедиции по изучению водяных смерчей [Golden, 1970; Golden and Bluestein, 1994; Simpson et al., 1986]. Целью этих исследований был сбор данных о водяных смерчах для лучшего понимания механизмов их образования и поддержания, для последующей возможности распространения полученных знаний на их более суровых собратьев на суше.

До 1960-х годов исследования водяных смерчей в основном ограничивались визуальными наблюдениями отдельных случаев их возникновения [Miglietta, 2019]. В конце 60-х–начале 70-х годов XX века водяные смерчи стали изучать, главным образом, посредством прямых измерений с бортов самолетов в непосредственной близости от видимой воронки вихря. Небольшие скорости ветра в водяных смерчах позволяли проводить подобные работы. В более мощных торнадо многие попытки размещения измерительного оборудования по пути следования смерчей часто заканчивались неудачей вследствие его поломки [Samaras, 2004].

Первые работы по использованию самолетов для изучения водяных смерчей в основном были связаны с их высотной фотосъемкой в отдельные дни

конвективного сезона [Rossow, 1970; Woodley et al., 1967]. С мая по сентябрь 1969 г. при активном участии Голдена проводилась экспедиция по изучению жизненного цикла водяных смерчей у берегов Флорида-Кис [Golden, 1970]. В ходе этих исследований с самолета производились выбросы дымовых шашек и по перемещению дымовых шлейфов собирались данные о структуре нижнего слоя в районах возникновения водяных смерчей. Кроме того выполнялась фото и видео съемка водяных смерчей камерой высокого разрешения. Голден, обобщив полученные данные, выделил пять стадий жизненного цикла водяных смерчей: темное пятно, спиральный шлейф, спиральное кольцо, стадия зрелости и стадия распада [Golden, 1974b]. Каждая из стадий имеет свою продолжительность, при этом не все смерчи могут проходить через все стадии.

По результатам работ Голдена были получены следующие количественные оценки. Суммарное время жизни водяного смерча от момента его зарождения до полного распада может варьироваться от 7 до 55 мин, диаметр вихря может составлять от 3 до 150 м, а скорость распространения конденсата в воронке от 3 до 8 м/с, скорость вертикальных движений в вихре может достигать до 9.4 м/с. С учетом допущения о циклострофиче-

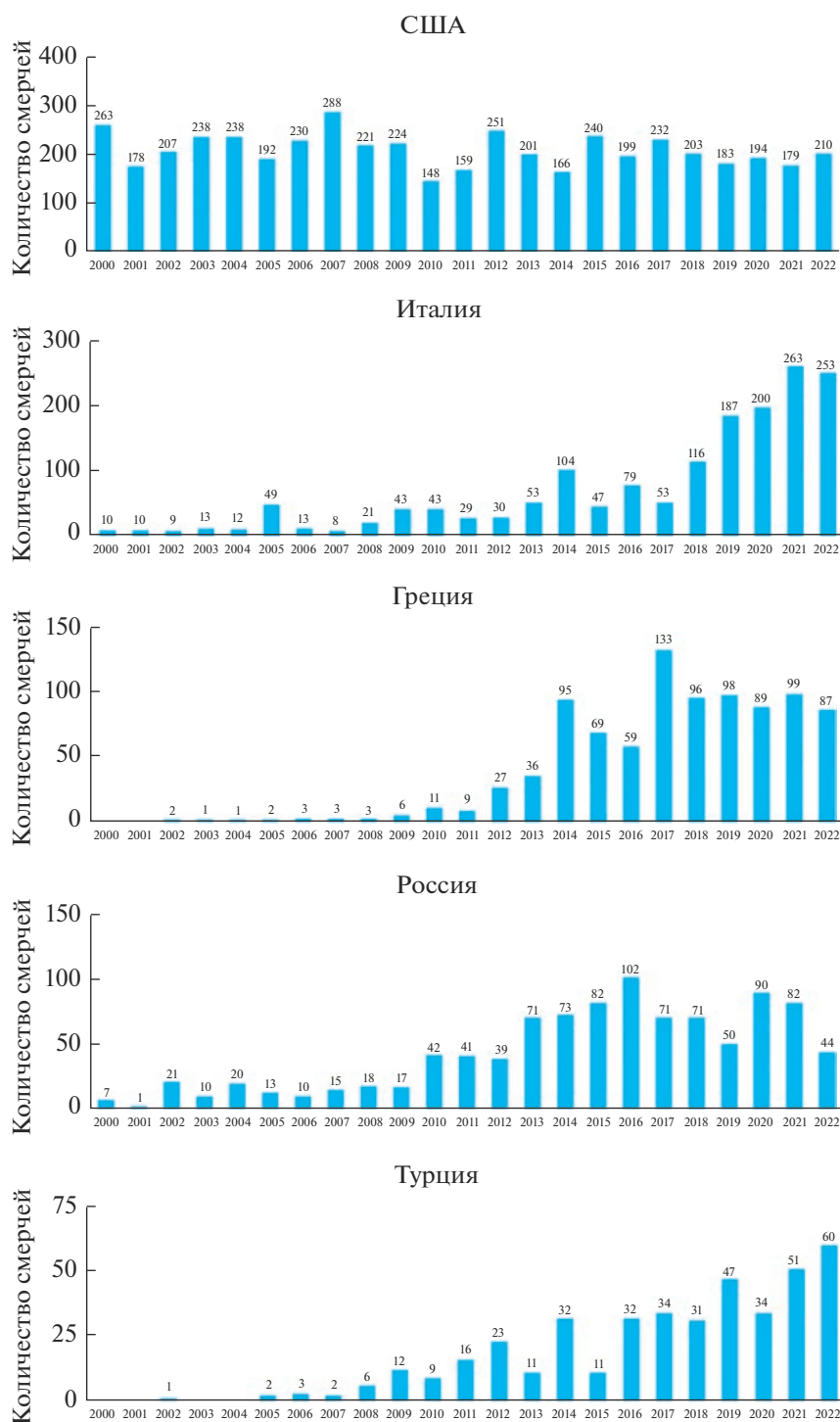


Рис. 6. Динамика количества зарегистрированных случаев водяных смерчей в различных странах по годам (по данным NOAA (США) и ESWD (остальные страны)).

ском балансе и о распределении ветра в смерче в соответствии с моделью вихря Рэнкина [Алексеев и др., 2003; Golden, 1971] падение давления в циклоническом вихре может достигать до 44 мб, а в антициклоническом до 64 мб. Максимальное значение скорости вращения в водяном смерче достига-

лось на его внешней границе. По фотометрическим оценкам максимум скорости для проанализированных случаев составил 27 м/с.

Еще одним важным результатом работ Голдена стало описание структуры вихря, которое впоследствии было верифицировано и несколько

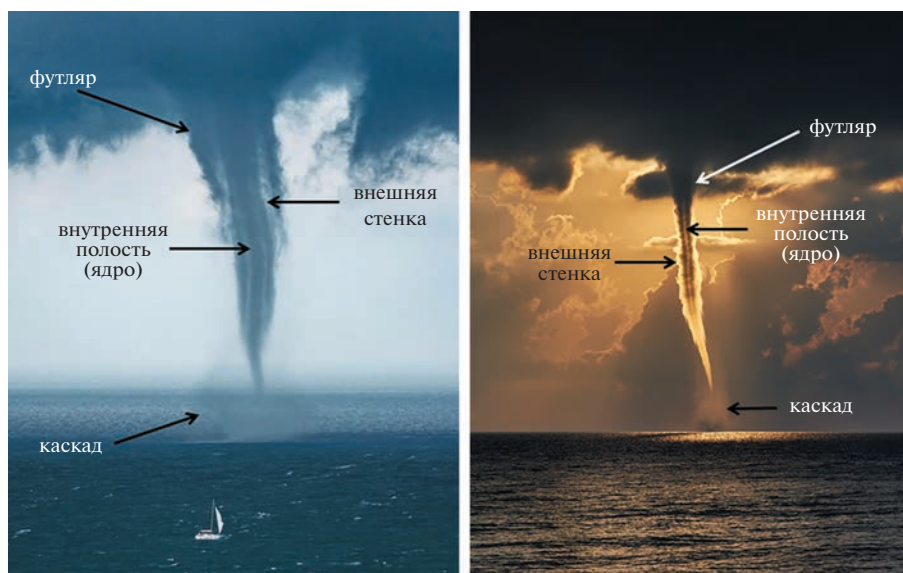


Рис. 7. Структура водяного смерча.

уточнено по данным лидарных измерений, о которых будет сказано ниже. Водяной смерч, как было установлено, в зрелой стадии своего развития состоит из полого ядра, окруженного внешней оболочкой (стенкой) с четкими границами, вокруг которой могут возникать дополнительные оболочки с более расплывчатыми границами (рис. 7). Внешняя оболочка, опоясывающая вихрь в его верхней части, свисающая из облака, получила название футляр, а оболочка в нижней части вихря — каскад. Кроме того анализ траектории дымового шлейфа показал, что в нижней части вихря отмечается хорошо выраженная асимметрия циркуляции воздуха.

В сентябре 1974 г. была осуществлена первая в истории серия успешных экспериментов по проникновению самолета с измерительным оборудованием в водяные смерчи в зрелой стадии у берегов Флорида-Кис [Leverson and Sinclair, 1977]. Во время нахождения в смерче производились измерения температуры воздуха, давления и скорости ветра. По результатам анализа полученных данных было установлено, что водяной смерч содержит область с более теплым ядром в центре (аномалия температуры до 0.3°C), по внешней границе ядра циркулирует восходящий поток с вертикальной скоростью от 5 до 10 м/с, что согласуется с ранее полученными оценками Голдена. Кроме того в ходе проведенных исследований было подтверждено сходство в распределении тангенциальной скорости ветра и в падении давления в водяных смерчах и в пыльных вихрях. При анализе данных использовалось уже упомянутое ранее допущение циклострогофического баланса в совокупности с моделью вихря Рэнкина для описания профиля скорости. Было установлено, что данная идеализация позволяет объяснить 75% падения давления в яд-

ре водяного смерча, которое, как было установлено, может варьироваться от 1 до 10 мб. Максимальная измеренная скорость вращения на границе ядра составила 28.1 м/с, при этом также была отмечена и ранее выявленная Голденом асимметрия циркуляции.

В период с 26 августа по 14 сентября 1976 г. у берегов Флорида-Кис проводились самолетные измерения с использованием доплеровского лидара, конструкция которого не предполагала необходимости прямого проникновения в водяной смерч [Schwiesow, 1981; Schwieson et al., 1981]. Лидар обеспечивал измерение горизонтальной компоненты тангенциальной скорости, измерения проводились на высотах от 695 м (вблизи основания облака) до 95 м над поверхностью воды. Дистанционный метод измерения исключал необходимость коррекции результатов, которая имела место в случае с прямыми измерениями. Горизонтальная компонента скорости рассматривалась как нижний предел тангенциальной скорости на заданном расстоянии. Наиболее существенные расхождения в значениях измеренной и реальной тангенциальной скорости отмечались в случае наклона оси вихря.

Максимальная измеренная скорость вращения в ходе проведенных лидарных измерений составила 29.6 м/с на высоте 460 м. Минимальный измеренный диаметр вихря составил 6.6 ± 1.5 м на высоте 160 м. По данным измерений было установлено, что водяные смерчи в основной своей массе имеют сложное строение и включают в себя цилиндрические концентрические оболочки, вращающиеся с различной угловой скоростью (рис. 8). Этот факт согласуется с результатами более ранних исследований Голдена.

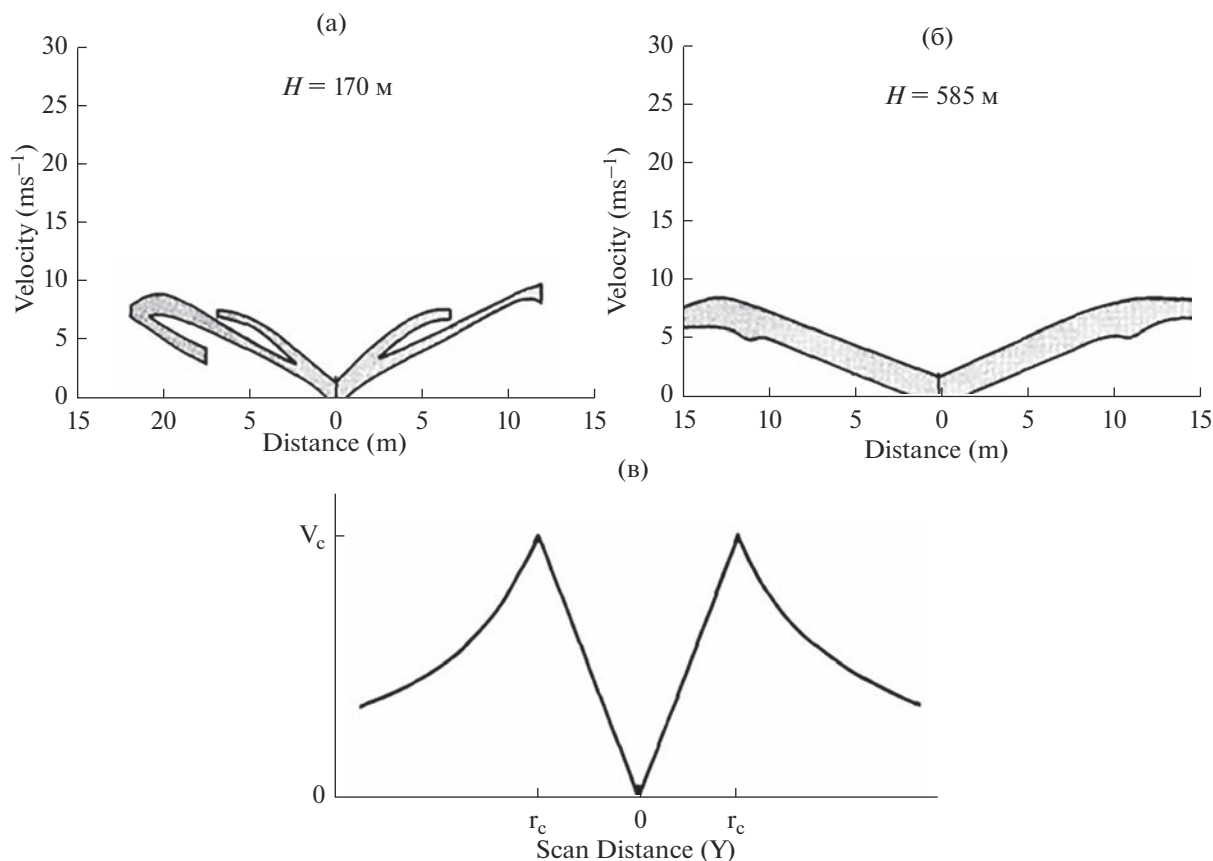


Рис. 8. Зависимость скорости от расстояния от центра вихря на разных высотах по данным лидарных измерений (а и б) (для разных вихрей) и по модели вихря Рэнкина (в) [Schwiesow, 1981].

На рис. 8 показаны примеры полученных профилей скорости ветра на двух высотах для различных вихрей (а и б) и для сравнения эталонный профиль скорости по модели вихря Рэнкина (в). Профили измеренной скорости описывают сложный объект, состоящий из двух и более вложенных друг в друга идеализированных профилей, при приближении к поверхности воды эта структура все более усложняется. Внутренняя оболочка водяного смерча характеризуется более высокими скоростями вращения по сравнению с внешними. По модели вихря Рэнкина в центре вихря тангенциальная скорость должна быть нулевой. Однако, как видно из рис. 8, скорость в центре постоянна и отлична от нуля.

График скоростей с наветренной стороны (слева на рис 8а) отличается от графика для подветренной стороны (справа на рис 8а), что является следствием взаимодействия вихря с окружающей средой. Смешивание с более медленно вращающимся воздухом уменьшает тангенциальную скорость и усиливает турбулентность. Асимметрия — есть результат притока воздуха к вихрю, который тормозит вращение с наветренной стороны. С высотой диаметр вихря увеличивается, у него появляются оболочки с большим диаметром

и в структуре скорости все более становится видна симметрия. Отмечается плавный переход скоростей от оболочки к оболочке. Таким образом, данные исследования еще раз подтвердили уже известные на тот момент выводы об асимметрии циркуляции и о сложной структуре вихря.

Начиная с 90-ых годов XX века, дальнейшие исследования водяных смерчей в основном были связаны с использованием доплеровских радиолокаторов [Miglietta, 2019]. Однако ввиду небольших горизонтальных размеров вихря не всегда на радиолокационном изображении можно было выявить так называемый “куплет” скорости — область с различными по знаку значениями радиальной скорости, идентифицирующую наличие вращения. По этой причине в подобных исследованиях основной упор, как правило, делался на анализе окружения, в котором возникал вихрь, при этом подчеркивалась важная роль сдвига ветра для образования водяного смерча.

ВОДЯНЫЕ СМЕРЧИ В РОССИИ

На рис. 9 показана карта мест регистрации водяных смерчей в России по данным ESWD за период с 2000 по 2022 гг. Как видно из рис. 9, основная масса

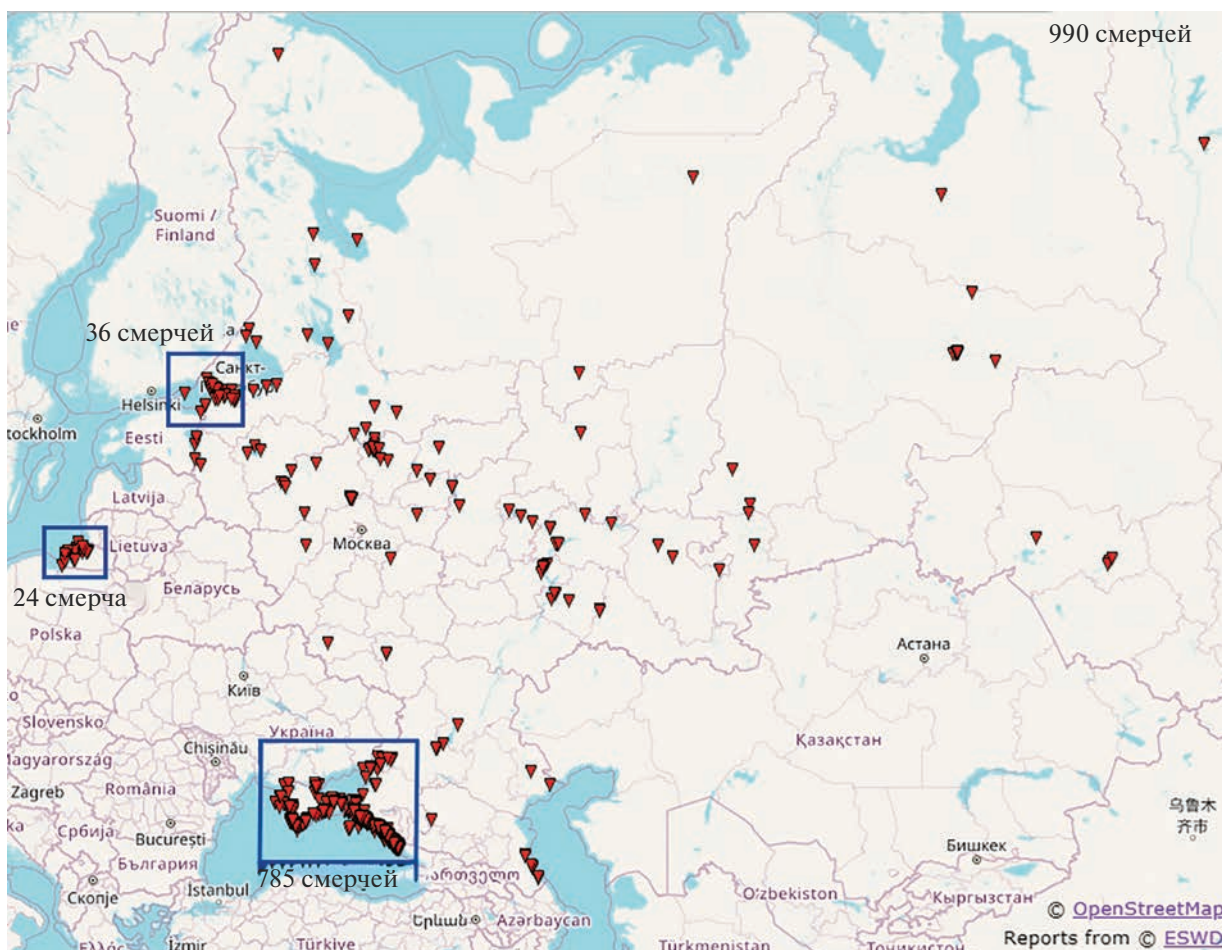


Рис. 9. Водяные смерчи в России по данным ESWD за 2000–2022 гг.

смерчей приходится на побережье Краснодарского края и Крыма. Нередко смерчи регистрируют и в Финском заливе [Попов и др., 2020], а также вдоль побережья Калининградской области (рис. 10). Единичные случаи появления водяных смерчей в России могут отмечаться у западного побережья Каспийского моря, над озерами (Чудское, Ладожское [Синькевич и др., 2020], Онежское, Ильмень), водохранилищами (Цимлянское, Куйбышевское, Сургутское, Новосибирское, Рыбинское, Горьковское, Ивановское) и реками (Волга, Обь). Известны случаи образования водяных смерчей и в Приморском крае [Павлов и Замышляев, 2003], а также над озером Байкал [Смерч пронесся по берегу озера Байкал]. Следует подчеркнуть, что в архиве ICWR, очевидно, представлены не все данные по России за 2021–2022 гг. и наиболее полными за этот период следует считать данные ESWD.

На рис. 11 представлены статистические данные о водяных смерчах у Черноморского побережья России, собранные автором по результатам многолетних исследований, посвященных разработке методики их прогноза [Калмыкова, 2021a].

Несмотря на целенаправленный учет случаев регистрации черноморских смерчей в России, данную статистику можно рассматривать лишь как некоторую минимальную оценку реального числа смерчей, возникающих в данном регионе. Неполнота имеющихся данных особенно видна в течение первых трех лет рассматриваемого периода.

С учетом ранее выбранной стратегии (учет данных за последние 5 лет) могут быть даны следующие оценки: ежегодно у Черноморского побережья России возникают около 50 смерчей, смерчи наблюдаются в среднем 30 дней в году. Чаще всего черноморские смерчи возникают с июля по сентябрь, на этот же период приходится и пик температуры воды в Черном море (рис. 12). Известны редкие случаи возникновения черноморских смерчей и в более холодные месяцы года. Больше всего смерчей регистрируют у берегов Сочи и Туапсе (более 7 смерчей в год), но нужно принять во внимание и высокую плотность населения в этих районах [Калмыкова, 2021b]. В Крыму, как правило, отмечают не более 10 смерчей в год.



Рис. 10. Водяные смерчи в российских регионах [фото из открытых источников: vk.com].

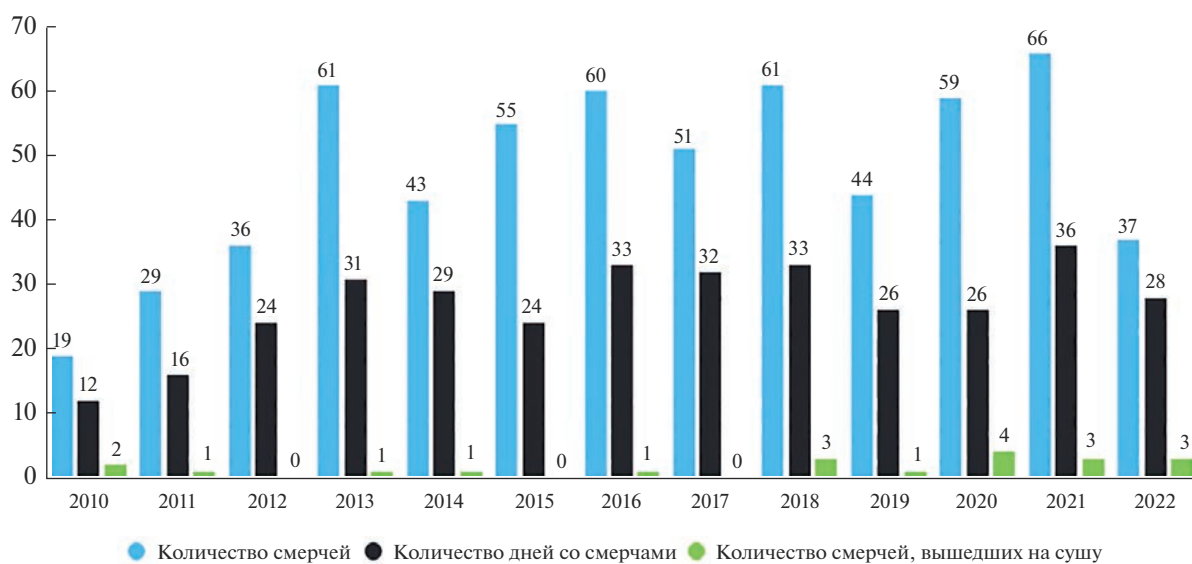


Рис. 11. Водяные смерчи у Черноморского побережья России по данным собранного автором архива случаев их регистрации с 2010 по 2022 гг.

До четырех смерчей в год могут выходить на побережье Краснодарского края. К счастью, эти выходы, как правило, не приносят существенного ущерба и ограничиваются повреждением пляжного ин-

вентаря и конструкций прибрежных построек (кафе, гостиниц и др.). Из истории известны единичные случаи, когда выходы черноморских смерчей привели к настоящим катастрофам с челове-

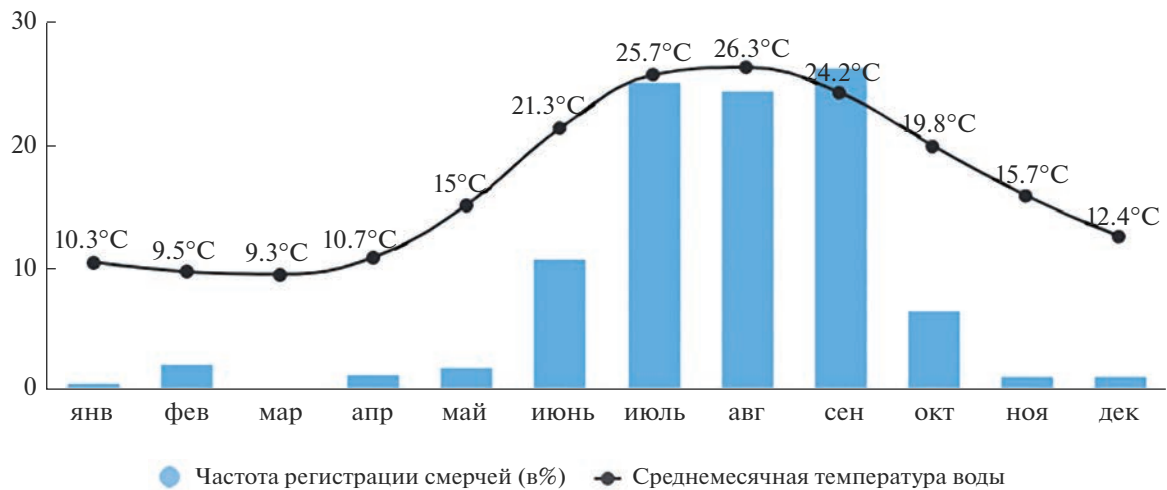


Рис. 12. Годовой ход водяных смерчей у Черноморского побережья России и температуры воды в Черном море.

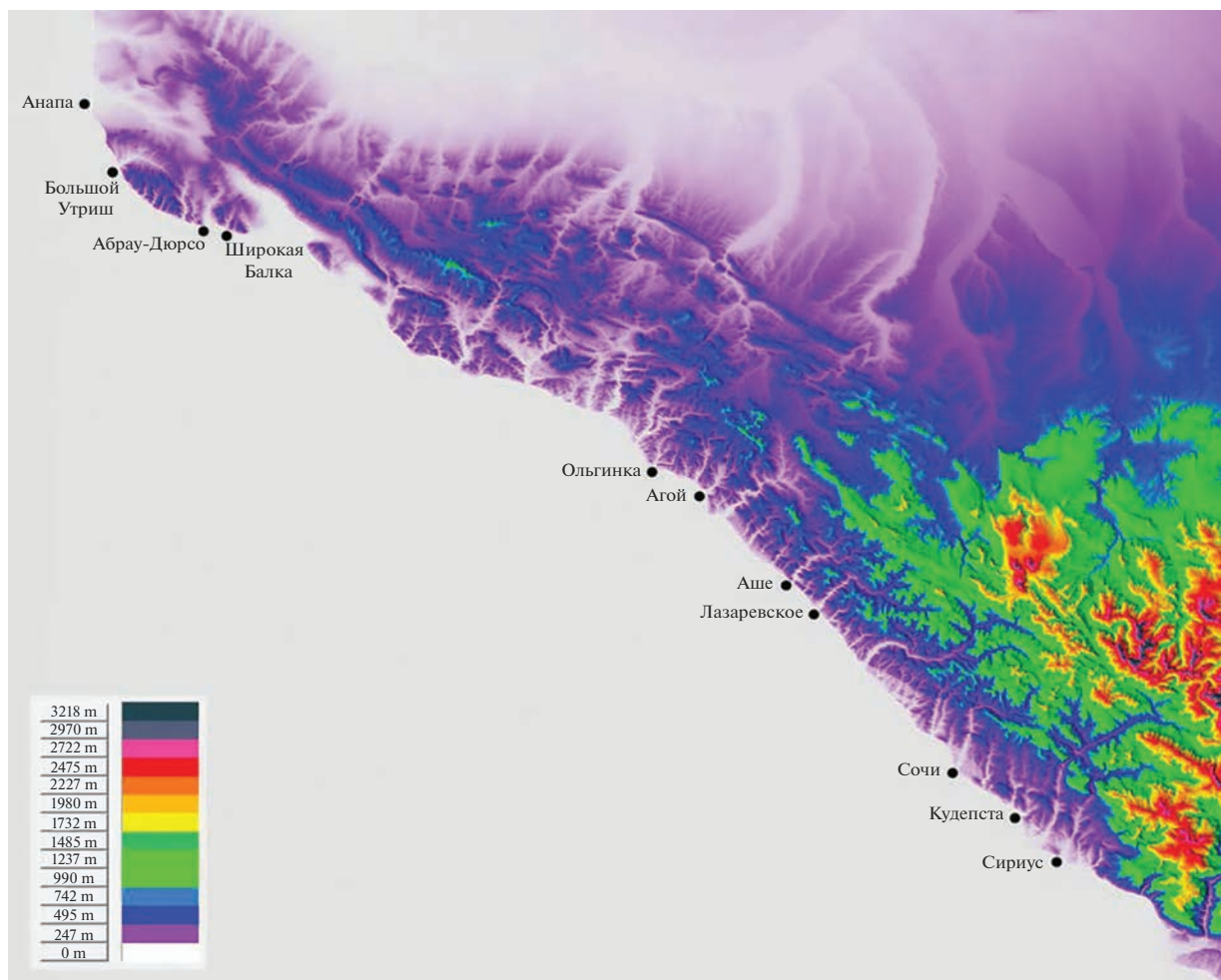


Рис. 13. Карта рельефа Черноморского побережья с названиями населенных пунктов, вблизи которых с 2010 по 2022 гг. регистрировались случаи выхода водяных смерчей на сушу.

ческим жертвами [Ткаченко и др., 2019; Шнюков и др., 1994]. Места выхода смерчей на сушу достаточно хорошо согласуются с расположением речных долин (рис. 13). Очевидно, что смерчи выходят на сушу там, где нет препятствий для свободного продвижения воздушных потоков вглубь побережья. Сложная система рельефа Краснодарского края с многочисленными речными долинами и ущельями обуславливает возможность выхода смерчей на сушу практически вдоль всего рассматриваемого побережья.

На российскую северо-восточную часть Черного моря приходится основная масса регистрируемых в этой районе водяных смерчей. К причинам такого активного смерчеобразования в этой части моря можно, в первую очередь, отнести наличие системы достаточно высоких Кавказских гор и высокий температурный режим поверхностных вод. Горы способствуют завихренности воздушных потоков, а теплое море активному развитию конвекции, особенно при вторжениях на Кавказ холодных воздушных масс и при прохождении через Черное море крупномасштабных синоптических образований из Атлантики и Средиземного моря [Нестеров, 2018; Снитковский, 1987].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам проведенной работы подготовлен обзор изученности водяных смерчей в мире.

Водяные смерчи могут быть отнесены к классу конвективных вихрей с теплым ядром и пониженным давлением в центре вихря, наряду с пыльными вихрями, торнадо и ураганами. Образованию “классических” немезоциклонных водяных смерчей способствует концентрация вертикальной завихренности в приводном слое, обуславливаемая действием источников локального масштаба, мощная конвекция для формирования столба вихря, а также высокая влажность и небольшой вертикальный сдвиг ветра в нижнем слое атмосферы для поддержания вихря. Наиболее интенсивные водяные смерчи возникают из суперячеек, которые образуются в условиях сильной неустойчивости и высокой влажности воздуха, при наличии струйного течения нижнего уровня и больших вертикальных сдвигов ветра.

Чаще всего водяные смерчи регистрируют в прибрежных водах Средиземного моря, вдоль побережья Южных штатов Америки и над Великими американскими озерами. При этом наибольшая плотность водяных смерчей на нашей планете приходится на архипелаг Флорида-Кис (от 50 до 500 смерчей ежегодно). В Италии и США ежегодно возникают более 200 водяных смерчей, в Греции — около 90 смерчей, в России — около 70 смерчей, в Турции — около 50 смерчей.

Водяные смерчи имеют сложную структуру. Вокруг ядра вихря вращаются вложенные цилиндрические оболочки. В нижней части вихря прослеживается асимметрия вращения, связанная с взаимодействием с более медленно движущимся воздухом с наветренной стороны. В водяном смерче приблизительно выполняется условие циклострофического баланса, а распределение скорости ветра более всего согласуется с моделью вихря Рэнкина. Полученная по данным лидарных измерений максимальная скорость вращения в водяном смерче составила 29.6 м/с.

В России водяные смерчи чаще всего возникают у Черноморского побережья — около 50 случаев в год. До четырех смерчей в год могут выходить на сушу, как правило, в районах речных долин и ущелий Краснодарского края. Высокие горы и теплое море способствуют активному смерчеобразованию в северо-восточной части Черного моря.

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда (№ 22-27-00039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2003. 503 с.
- Калмыкова О.В. Методика оценки смерчопасности вблизи Черноморского побережья России и результаты ее испытаний // Информационный сборник “Результаты испытания новых и усовершенствованных технологий, моделей и методов гидрометеорологических прогнозов”. 2021. № 48. С. 42–61.
- Калмыкова О.В. Смерчи над Черным морем — новая визитная карточка юга России // Закономерности формирования и воздействия морских, атмосферных опасных явлений и катастроф на прибрежную зону РФ в условиях глобальных климатических и промышленных вызовов (“Опасные явления — III”). 15–19 июня 2021 г. Материалы международной научной конференции. Ростов-на-Дону, 2021. С. 73–77.
- Нестеров Е.С. Экстремальные циклоны над морями европейской части России // Гидрометеорологические исследования и прогнозы. 2018. № 1(367). С. 97–115.
- Павлов Н.И., Замышляев С.В. Смерчи Приморского края и их возможная интенсификация в период глобального антропогенного потепления климата // Труды Дальневосточного государственного технического университета. 2003. № 133. С. 145–151.
- Попов В.Б., Синкевич А.А., Янг Дж., Михайловский Ю.П., Торопова М.Л., Довгалюк Ю.А., Веремей Н.Е., Старых Д.С. Характеристики и структура кучево-дождевого облака с водяным смерчем над Финским заливом // Метеорология и гидрология. 2020. № 9. С. 5–16.
- Синкевич А.А., Попов В.Б., Михайловский Ю.П., Торопова М.Л., Довгалюк Ю.А., Веремей Н.Е., Старых Д.С. Характеристики кучево-дождевого облака с водяным смерчем над Ладожским озером

- по данным дистанционных измерений // Оптика атмосферы и океана. 2020. Т. 33. № 2. С. 153–158.
- Смерч пронесся по берегу озера Байкал* — https://www.ltv.ru/news/2021-01-06/399568-smersch-pronessya_po_beregu_ozera_baykal
- Снитковский А.И.* Смерчи на территории СССР // Метеорология и гидрология. 1987. № 9. С. 12–25.
- Ткаченко Ю.Ю., Денисов В.И., Перов Е.А.* Морские водяные смерчи на Черноморском побережье Краснодарского края, наблюдение, прогнозирование // Экология, экономика, информатика. Серия: Геоинформационные технологии и космический мониторинг. 2019. № 4. С. 164–170.
- Чернокульский А.В., Курганский М.В., Мохов И.И., Шихов А.Н., Ажигов И.О., Селезнева Е.В., Захарченко Д.И., Антонеску Б., Кюне Т.* Смерчи в российских регионах // Метеорология и гидрология. 2021. № 2. С. 17–34.
- Шнюков Е.Ф., Митин Л.И., Цемко В.П.* Катастрофы в Черном море. Киев: Манускрипт, 1994. 296 с.
- A week-long 'waterspout outbreak' produced a record 232 funnels over the Great Lakes* — <https://www.washingtonpost.com/weather/2020/10/06/great-lakes-waterspout-outbreak/>.
- Brady R.H., Szoke E.J.* A Case Study of Nonmesocyclone Tornado Development in Northeast Colorado: Similarities to Waterspout Formation // Monthly Weather Review. 1989. V. 117. P. 843–856.
- Chan P.W., Hon K.K., Robinson P., Kosiba K., Wurman J., Li Q.S.* Analysis and numerical simulation of a supercell tornado at the Hong Kong adjacent waters // Meteorological Applications. 2022. V. 29. 17 p.
- Dotzek N., Emeis S., Lefebvre C., Gerpott J.* Waterspouts over the North and Baltic Seas: Observations and climatology, prediction and reporting // Meteorologische Zeitschrift. 2010. V. 19. № 1. P. 115–129.
- Glanville M.J., Rohr C.J., Holmes J.D.* Tornadoic Waterspout Impacts on Coastal Australia // 18th Australasian Wind Engineering Society Workshop: preprints. McLaren Vale (South Australia). 2016. 4 p.
- Golden J.H.* An Assessment of Waterspout Frequencies along the U. S. East and Gulf Coasts // Journal of Applied Meteorology. 1977. V. 16. P. 231–236.
- Golden J.H.* Scale-Interaction Implication for the Waterspout Life Cycle. II // J. Applied Meteorology. 1974. V. 13. № 6. P. 693–709.
- Golden, J.H.* The Life Cycle of Florida Keys Waterspouts. I // J. Applied Meteorology. 1974. V. 13. № 6. P. 676–692.
- Golden J.H.* The Lower Florida Keys Waterspout Project, May–September 1969 // Bulletin American Meteorological Society. 1970. V. 51. № 3. P. 235–236.
- Golden J.H.* Waterspouts / Encyclopedia of Atmospheric Sciences: Editor-in-Chief J.R. Holton, second edition, volume 3. N.Y.: Academic Press, 2015. P. 369–383.
- Golden J.H.* Waterspouts and Tornadoes over South Florida // Monthly Weather Review. 1971. V. 99. № 2. P. 146–154.
- Golden J.H., Bluestein H.B.* The NOAA–National Geographic Society Waterspout Expedition (1993) // Bulletin American Meteorological Society. 1994. V. 75. № 12. P. 2281–2288.
- Leverson V.H., Sinclair P.C.* Waterspout Wind, Temperature and Pressure Structure Deduced from Aircraft Measurements // Monthly Weather Review. 1977. V. 105. P. 725–733.
- Markowski P.M., Richardson Y.P.* Mesoscale Meteorology in Midlatitudes. New Jersey: Wiley, 2010. 407 p.
- Meaden G.T.* The Classification of Whirlwind Types and a Discussion of Their Physical Origins // Proceedings of the First Conference on Tornadoes, Waterspouts, Wind-Devils and Severe Storm Phenomena. The J. Meteorology. Oxford Polytechnic. 29th June 1985. P. 194–202.
- Miglietta M.M.* Waterspouts: A Review // Reference Module in Earth Systems and Environmental Sciences. 2019. 15 p.
- Miglietta M.M., Matsangouras I.* An updated “climatology” of tornadoes and waterspouts in Italy // International J. Climatology. 2018. V. 38. P. 3667–3683.
- Mihajlovic J., Buric D., Ducic V., Milenkovic M.* Synoptic characteristics of an Extreme Weather Event: The Tornadoic Waterspout in Tivat (Montenegro), on June 9, 2018 // Geographia Polonica. 2021. V. 94. P. 69–90.
- Renko T., Kuzmic J., Soljan V., Mahovic N.S.* Waterspouts in the Eastern Adriatic from 2001 to 2013 // Natural Hazards. 2016. V. 82. P. 441–470.
- Renno N.O., Bluestein H.B.* A Simple Theory for Waterspouts // American Meteorological Society. 2001. V. 58. P. 927–932.
- Rossow V.J.* Observations of waterspouts and their parent cloud // NASA Technical Note. 1970. 63 p.
- Samaras T.M.* A historical perspective of In-Situ observations within Tornado Cores // 22nd Conference on Severe Local Storms: preprints. Hyannis (Massachusetts, USA). 2004. 11 p.
- Schwiesow R.L.* Horizontal Velocity Structure in Waterspouts // J. Applied Meteorology. 1981. V. 20. P. 349–360.
- Schwiesow R.L., Cupp R.E., Sinclair P.C., Abbey R.F.* Waterspout Velocity Measurements by Airborne Doppler Lidar // J. Applied Meteorology. 1981. V. 20. P. 341–348.
- Simpson J., Morton B.R., McCumber M.C., Penc R.S.* Observations and Mechanisms of GATE Waterspouts // American Meteorological Society. 1986. V. 43. № 8. P. 753–782.
- Sioutas M., Szilagyi W., Keul A.* The International Centre for Waterspout Research // 5th European Conference on Severe Storms: preprints. Landshut (Germany). 2009. 2 p.
- Smith B.B.* Waterspouts — <https://www.weather.gov/apx/waterspout>.
- Spratt S.M.* Employing the WSR-88D for Waterspout Forecasting // NOAA Technical Report. 1994. 10 p.
- Types of tornado* — <https://www.nssl.noaa.gov/education/svrwx101/tornadoes/types/>.
- Wakimoto R.M., Wilson J.M.* Non-supercell Tornado // Monthly Weather Review. 1989. V. 117. № 6. P. 1113–1140.
- Woodley W.L., Golden J.H., Halter B.C.* Aircraft Observations in the Immediate Vicinity of Two Waterspouts // Monthly Weather Review. 1967. V. 95. № 11. P. 799–803.

Waterspouts in Russia and Over the World: Climatology and Conditions of Formation

O. V. Kalmykova*

FSBI "Research and Production Association "Typhoon", 4 Pobedy st., Obninsk, 249038 Russia

**e-mail: kov@feerc.ru*

The overview of studies of waterspouts over the world is presented. The most well-known schematic models of the waterspouts formation are given. The main factors of waterspouts genesis above the water surface are identified. Open access data about waterspouts formed on the Earth from 2000 to 2022 are collected and analyzed. Three main areas of waterspouts formation are highlighted as the following: Mediterranean Sea, Gulf of Mexico and adjacent Atlantic, Great Lakes. The frequency of occurrence of waterspouts in countries with the largest number of cases of their annual registration (USA, Italy, Greece, Russia, Turkey) has been estimated. Well known data about waterspouts characteristics derived from direct and remote measurements are summarized. A conceptual scheme of their structure is described. Waterspouts in Russia are analyzed. Statistics about cases of their registration off the Russian Black Sea coast are given. Map with places of Black Sea waterspouts landfalls is created.

Keywords: waterspouts, waterspouts genesis features, waterspouts structure, waterspouts characteristics, areas of active waterspouts genesis, waterspouts over the Black Sea, statistics

УДК 546.217;551.510.411;614

ИЗМЕНЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ КИСЛОРОДА В ГОРОДСКОМ ВОЗДУХЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПРИРОДНЫХ И АНТРОПОГЕННЫХ ФАКТОРОВ

© 2023 г. А. С. Гинзбург^а, А. А. Виноградова^а, Е. А. Лезина^б, М. А. Помелова^{а, в}

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

^бГПБУ “Мосэкомониторинг”, ул. Новый Арбат, Москва, 121019 Россия

^вИнститут истории естествознания и техники им. С.И. Вавилова РАН,
ул. Балтийская, д. 14, Москва, 125315 Россия

*e-mail: gin@ifaran.ru

Поступила в редакцию 06.02.2023 г.

После доработки 01.03.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

В статье анализируются результаты измерения содержания кислорода в Москве в 2017–2021 гг. на трех автоматических станциях контроля загрязнения атмосферы (АСКЗА) ГПБУ “Мосэкомониторинг”. Рассмотрены сезонные вариации содержания кислорода в городе, обсуждаются вопросы соответствия полученных значений шкале уровня комфортности для дыхания человека, разработанной специалистами-медиками, сравниваются данные измерений с результатами расчета концентрации кислорода в воздухе по величине метеорологических параметров. По данным измерений выявлены внутрисуточные вариации содержания O_2 в приземном воздухе города, более ярко выраженные в теплый сезон. Минимальное содержание O_2 наблюдается летом в ранние утренние часы.

Ключевые слова: кислород, приземный воздух, большой город, станции контроля загрязнения атмосферы, газоанализаторы, природные и антропогенные факторы

DOI: 10.31857/S0002351523040065, **EDN:** YNGQLA

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в мире растет озабоченность изменением содержания кислорода в верхнем слое Мирового океана и в приземном воздухе больших городов. Первому аспекту посвящено множество исследований, которые нашли свое отражение в Шестом оценочном докладе Межправительственной группы экспертов по изменению климата [IPCC, 2021].

Что касается содержания кислорода в городском воздухе, то этот вопрос изучен значительно менее подробно, хотя нехватка кислорода во время сильных волн жары давно волнует жителей мегаполисов и медицинских работников. В статье [Гинзбург и др., 2014] были рассмотрены экстремальные погодные условия лета 2010 года в Европейской части России и 2012 года в Сибири. При высокой температуре и высокой абсолютной влажности приземного воздуха в центральной части Европейской территории России и, особенно, в Москве летом 2010 года содержание кислорода в

атмосферном воздухе было минимально, и жители мегаполиса испытывали все признаки гипоксии.

В последние годы в мире стали появляться публикации (преимущественно китайских ученых), посвященные не только некоторому уменьшению содержания кислорода в приземном воздухе в условиях глобального потепления, но и более существенному снижению содержания кислорода в городской атмосфере [Kai Yin et al., 2015; Yun Wei et al., 2021].

Общеизвестно, что природные источники и стоки кислорода в течение последних тысячелетий поддерживают его постоянное процентное содержание в сухом воздухе у поверхности Земли на уровне 20.95%, что до недавнего времени считалось практически “мировой константой”.

Исследования последних десятилетий во многих странах, в первую очередь, в рамках “кислородной” программы Scripps Institution of Oceanography [Keeling and Manning, 2014; Keeling et al., 2021] показывают вполне заметное уменьшение содержания кислорода в приземном воздухе, имеющее четкую корреляцию с ростом содержания углекислого газа в атмосфере. Это уменьшение содержания кислорода уверенно фиксируется на станциях наблюдения, которые расположены в различных фоновых районах мира.

Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на IV Всероссийской конференции с международным участием “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти академика А.М. Обухова (Москва, 22–24 ноября 2022 г.).

Таблица 1. Азот и кислород в сухом воздухе

Газ	Содержание по объему, %	Содержание по массе, %	Плотность на уровне моря при стандартном давлении, г/м ³
Азот	78.08	75.51	925.2
Кислород	20.95	23.14	283.5

Количество углекислого газа в атмосфере составляет сотые доли процента, и даже удвоение современного содержания CO₂ не может заметно влиять на содержание кислорода. Указанная выше корреляция объясняется тем, что при сжигании ископаемого топлива не только выделяется углекислый газ, но и потребляется кислород.

Кроме глобальных эффектов, обеспечивающих приблизительный баланс содержания кислорода в атмосфере в целом, содержание кислорода в приземном слое атмосферы города подвержено локальным, сравнительно короткопериодным вариациям (от внутрисуточных до сезонных). Они зависят от природных факторов (дыхание почвы и растений, метеорологические характеристики), а также от различных видов антропогенной деятельности, требующей расходования атмосферного кислорода (например, сжигание топлива), от специфики и/или интенсивности химических реакций в атмосфере.

Как отмечено в [Гинзбург и др., 2014] и последующих исследованиях ([Kai et al. 2015, Yun Wei et al., 2021] и др.), в городских агломерациях существуют дополнительные факторы снижения содержания кислорода в воздухе, связанные как с загрязнением городской атмосферы угарным газом, так и с наличием городского острова тепла.

В последние годы проблеме недостатка кислорода в воздухе больших городов стало уделяться значительное внимание. Приведем только два примера. Первый из них — регулярные измерения содержания кислорода в Москве на трех АСКЗА, которые ведутся с 2016 года. Второй — публикация статьи [Yun Wei et al., 2021] с показательным заголовком “Снижение уровня кислорода как новая проблема для глобальных городов (Declining Oxygen Level as an Emerging Concern to Global Cities)”.

В данной работе проанализированы результаты измерений содержания кислорода в Москве за последние годы и проведено их сравнение с расчетами по метеорологическим данным. Предварительные результаты этого анализа представлены в [Гинзбург и др., 2022].

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ

Несмотря на то, что кислород является жизненно важным элементом человеческого существования, исследование его изменчивости и последствий

этой изменчивости на здоровье и качество жизни людей остается весьма фрагментарным. Напомним основные факты о составе приземного воздуха.

Суммарная масса воздуха в атмосфере Земли $(5.1–5.3) \times 10^{18}$ кг. При этом масса сухого воздуха составляет 5.135×10^{18} кг, а разброс в суммарной массе определяется наличием водяного пара, масса которого в среднем оценивается примерно в 1.3×10^{16} кг. Молярная масса чистого сухого воздуха составляет 28.966 г/моль, плотность воздуха у поверхности моря в среднем равна 1.225 кг/м³, давление 1013.25 ГПа (760 мм рт. с.), температура +15°C в соответствии со стандартной атмосферой ISO 2533:1975 [ГОСТ 4401–81]).

Объемное и массовое содержания и плотность на уровне моря при стандартном давлении для азота и кислорода в составе сухого воздуха приведены в табл. 1.

Сезонные, суточные и непериодические изменения массового и процентного содержания основных газов в атмосфере определяются вариациями температуры, давления и влажности, при этом изменчивость содержания азота не влияет непосредственно на состояние человеческого организма, а изменчивость содержания кислорода в значительной мере определяет уровень комфортности погодных условий.

В силу сложившегося в традиционной медицине отношения к атмосферному кислороду как к практически неизменной величине, внимание к важному для здоровья человека фактору — изменчивости содержания кислорода в атмосферном воздухе — возникло только во второй половине XX века [Никберг и др., 1986]. Медики стали обращать внимание, что парциальное давление и соответственно массовое содержание кислорода существенно зависят от метеорологических условий и может изменяться на десятки процентов. Было отмечено, что при изменении концентрации кислорода в воздухе от 260 до 320 г/м³ количество кислорода, поступающего в организм человека за сутки, меняется от 500 до 1300 г [Никберг и др., 1986].

Для жизни человеку важна парциальная плотность кислорода в приземной атмосфере, которая в среднем составляет около 285 г/м³ и определяется уравнением состояния для сухой части воздуха:

$$\rho = C_k (P - e) / RT, \quad (1)$$

где ρ — парциальная плотность кислорода, $C_k = 0.2315$ г/м³ — содержание кислорода в сухом

Таблица 2. Типы “кислородной” погоды

Тип “кислородной” погоды	Плотность кислорода, г/м ³	Содержание кислорода в %
Благоприятная	280–290	20.7–21.4
Условно неблагоприятная	270–280	20.0–20.7
Неблагоприятная	<270	<20.0

воздухе, P , T и e — соответственно давление, температура и давление водяного пара в воздухе, R — газовая постоянная.

Таким образом, в зависимости от метеорологических условий содержание кислорода во вдыхаемом человеком воздухе падает при понижении давления и росте температуры. Поэтому его минимальных значений следует ожидать в теплое время года как при циклональных условиях, например, перед грозой, так и при высокой абсолютной влажности. В такие периоды у многих людей возникает ощущение затрудненного дыхания. В медицине разработана классификация типов погоды по воздействию на самочувствие человека, среди критериев которой используется и концентрация кислорода. В этом случае выделяют погоду трех основных типов [Овчарова, 1988], представленных в табл. 2.

В 70–80-е годы XX века в СССР была разработана схема количественной оценки погодных условий с медицинской точки зрения, включающая три типа “кислородной” погоды — благоприятная с парциальной плотностью кислорода около 285 ± 5 г/м³, условно неблагоприятная — с парциальной плотностью кислорода 270–280 г/м³ и неблагоприятная — с парциальной плотностью кислорода ниже 270 г/м³ [Овчарова, 1981; Овчарова, 1988].

Надо отметить, что среди этих типов погоды не рассматриваются ситуации с повышенным содержанием кислорода, хотя в ряде работ было обращено внимание на негативное воздействие на здоровье и самочувствие человека высокого содержания кислорода в воздухе, особенно зимой и в высоких широтах. В последние десятилетия тема проблемы дыхания в холодную погоду при повышенном содержании кислорода также стала предметом научных дискуссий.

Вслед за медиками внимание на содержание, источники и стоки атмосферного и океанического кислорода стали обращать геофизики и климатологи. В Шестом оценочном докладе МГЭИК [IPCC, 2021] выражается большая обеспокоенность “быстрым” ростом “кислородного голодания” Мирового океана, обусловленным глобальным потеплением. В этом докладе отмечается, что прогнозируемый рост среднего глобального значения приповерхностной температуры воздуха (SST) приведет к превышению пороговых значений ряда факторов, представляющих опасность

для морских экосистем (этому прогнозу в [IPCC, 2021] приписывается средняя достоверность). Согласно прогнозам, дневные волны морской жары увеличатся, особенно в тропической части Мирового океана и Северном Ледовитом океане (высокая достоверность по мнению авторов [IPCC, 2021]). Практически несомненно, что разсолнение верхних слоев океана будет продолжать увеличиваться в XXI веке. Дальнейшее потепление океана, скорее всего, будет способствовать развитию гипоксических зон, причем такое сокращение кислорода, как ожидается, сохранится в течение тысяч лет.

Что касается атмосферного кислорода, то в Шестом оценочном докладе МГЭИК [IPCC, 2021] вскользь отмечается, что глобальное потепление увеличивает количество водяного пара в атмосфере и соответственно уменьшает долю кислорода в атмосферном воздухе.

Насколько известно авторам данной статьи, в моделях земной системы не рассчитывается содержание кислорода в атмосфере, но в ряде статей, например [Huang J. et al., 2018], строятся проекции потоков и баланса кислорода в земной климатической системе на основе проекций потребления энергии, эмиссии парниковых газов и трансформаций океанической и наземной биоты. Потребление кислорода при сжигании ископаемого топлива в [Huang et al., 2018] и в ряде других работ рассчитывается по соотношениям, приведенным в статье [Keeling, 1988]. В [Huang et al., 2018] отмечается, что с 1900 по 2015 год ежегодное снижение содержания кислорода в атмосфере выросло с 2 до 38 Гт. По оценкам авторов этой статьи, даже для самого “агрессивного” сценария семейства Representative Concentration Pathways — RCP8.5, по которому потери атмосферного кислорода в XXI веке составят в среднем примерно 100 Гт в год, а концентрация кислорода в воздухе снизится от современных 20.946% до 20.825%. Такое снижение пока не представляет опасности нехватки кислорода для дыхания [Martin et al., 2017; Livina et al., 2020; Gattuso et al., 2021].

Специалисты по охране здоровья и горноспасатели (например, Управление по охране труда США, Occupational Safety and Health Administration, OSHA [Bollinger, Schutz, 1987]) считают, что оптимальный диапазон содержания кислорода в воздухе для человека составляет от 19.5 до 23.5%. Серьезные побочные эффекты по оценке OSHA могут возникнуть, если уровень кислорода выхо-

дит за пределы безопасной зоны. При концентрации кислорода от 16 до 19.5% и физической активности клетки человеческого организма перестают получать достаточно кислорода. При концентрации кислорода от 10 до 14% у человека нарушаются психические функции и организм при любой физической нагрузке истощается. Люди не могут выживать при уровне кислорода ниже 6%.

Аналогичные пороговые значения содержания кислорода приводятся и в ГОСТ Р 22.9.02–95 “Безопасность в чрезвычайных ситуациях. Режимы деятельности спасателей, использующих средства индивидуальной защиты при ликвидации последствий аварий на химически опасных объектах” [ГОСТ 4401–81].

Уровень кислорода выше нормального не так опасен для жизни, но при очень высоких концентрациях кислорода во вдыхаемом воздухе люди могут испытывать побочные эффекты. Очень высокий уровень кислорода приводит к образованию окислительных свободных радикалов, которые воздействуют на ткани и клетки организма и могут вызывать подергивание мышц.

В ряде работ последних лет [Huang et al., 2018; Yun Wei et al., 2021] показано, что урбанизированные территории мира, занимающие менее 4% поверхности суши Земли, используют почти 40% всего потребляемого на Земле кислорода (14.3 ± 1.5 Gt/yr). Эти оценки также базируются на соотношениях, приведенных в [Keeling, 1988], где описана высокая отрицательная корреляция ($r = -0.99$) изменений содержания углекислого газа и кислорода в приземном воздухе Кембриджа (Массачусетс, США) по данным натурных измерений 25 и 26 октября 1986 года.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Строго говоря, понятие “парциальное давление” применимо только к идеальным газам. Молярное парциальное давление i -го компонента газовой смеси с общим давлением p равно: $p_i = N_i p$, где N_i – отношение числа молей данного компонента к сумме молей всех компонентов смеси. Парциальное давление непосредственно измерить нельзя, его вычисляют, исходя из общего давления и состава смеси.

Поскольку процентное содержание кислорода в атмосферном воздухе достаточно велико, а его изменения относительно малы, точные измерения парциального давления и парциальной плотности кислорода требуют специального оборудования и методик. В большинстве случаев измеряется не собственно содержание кислорода, а его отношение к содержанию азота (N_2). При этом явно или неявно предполагается, что содержание азота в атмосферном воздухе неизменно или его изменениями можно пренебречь на основании

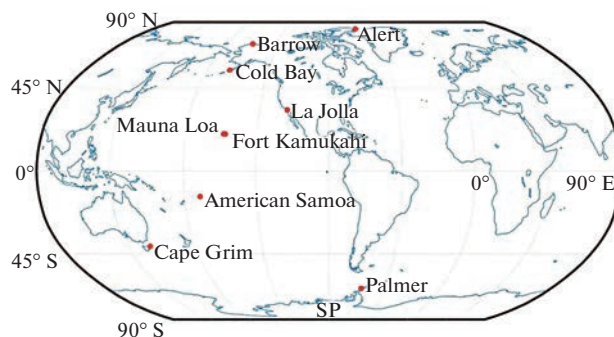


Рис. 1. Расположение основных станций наблюдений за соотношением содержанием кислорода и азота в атмосфере (по данным портала <http://scrippsco2.ucsd.edu/>).

меньшей относительной изменчивости по сравнению с кислородом (азота в воздухе почти в 4 раза больше, чем кислорода).

В последние десятилетия прецизионные измерения отношения O_2/N_2 в приземном воздухе проводятся на станциях атмосферного мониторинга (рис. 1), расположенных в различных регионах мира [Steinbach, 2010; Keeling, Manning, 2014; Keeling et al., 2021]. Эти измерения показывают медленное, но постоянно ускоряющееся снижение содержания кислорода по отношению к содержанию азота в пробах приземного воздуха на всех станциях наблюдения.

В большинстве случаев, измерения производятся путем отбора атмосферного воздуха в герметичные фляжки с последующим анализом проб различными методами в специальных сертифицированных лабораториях (спектроскопический метод дает наиболее точные результаты). Существуют и более оперативные методы определения отношения O_2/N_2 *in situ*, они обладают значительно меньшей точностью, но позволяют получать информацию с лучшим временным и пространственным разрешением.

Службы мониторинга состава воздуха в городах обычно не измеряют ни плотность, ни процентное содержание кислорода, по-видимому, из-за неявного предположения малого влияния изменения метеоусловий на его содержание. Кроме того, измерение малых изменений содержания кислорода в приземном воздухе является достаточно сложной технической задачей. Большинство современных приборов ориентированы на измерение существенных отклонений содержания кислорода от нормы в рабочих и жилых помещениях.

Измерения содержания кислорода в приземном воздухе Москвы в тестовом режиме проводятся с начала XXI века, а с середины 2016 года ведутся регулярные измерения на трех автоматических станциях контроля загрязнения атмосферы (АСКЗА) ГПБУ “Мосэкомониторинг” (рис. 2),

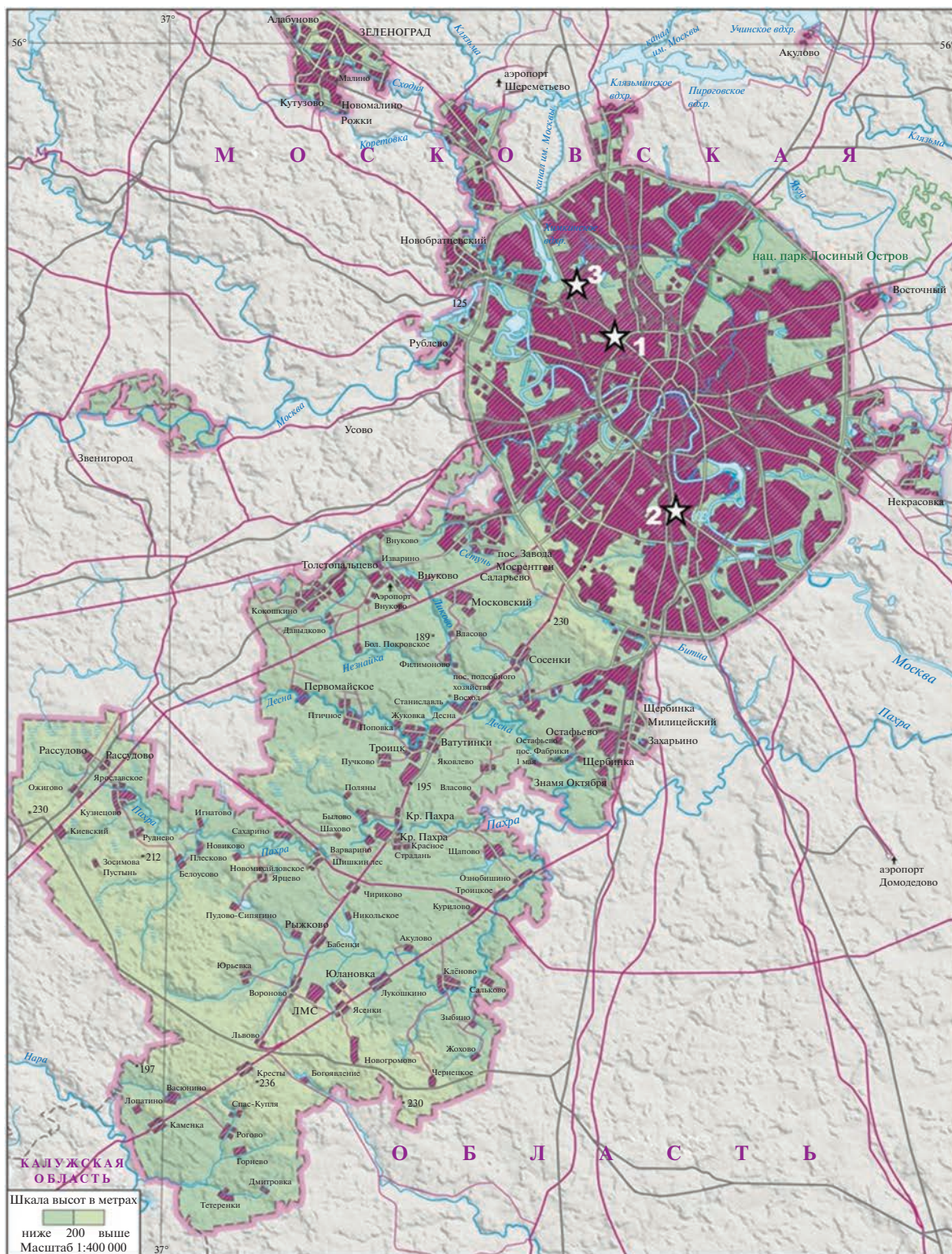


Рис. 2. Карта Москвы с АСКЗА, измеряющими содержание кислорода (отмечены звездочками): МАДИ (1), Черемушки (2), Туристская (3).



Рис. 3. Газоанализатор T802.

которые расположены в разных районах города – вблизи от автомагистрали (1) и на территориях жилой застройки (2) и (3).

Для измерений процентного содержания кислорода ГПБУ «Мосэкомониторинг» применяет анализаторы T802 (рис. 3) с магнитомехани-

ским датчиком, использующим парамагнитные свойства молекулы кислорода. Содержание O_2 (в %) регистрируется регулярно, с интервалом 20 мин.

Газоанализатор T802 предназначен для автоматического непрерывного измерения содержания кислорода (O_2) и двуокиси углерода (CO_2) в атмосферном воздухе, в воздухе рабочей зоны, в технологических газовых смесях и промышленных выбросах. Основная абсолютная погрешность измерения процентного содержания кислорода ($\pm 0.3\%$), дополнительная погрешность на каждые $10^\circ C$ в долях основной погрешности (± 0.5).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Данные измерений на трех АСКЗА в Москве (рис. 4а) хорошо описывают годовой ход и межгодовую изменчивость содержания кислорода в городском воздухе, определяемую метеопараметра-

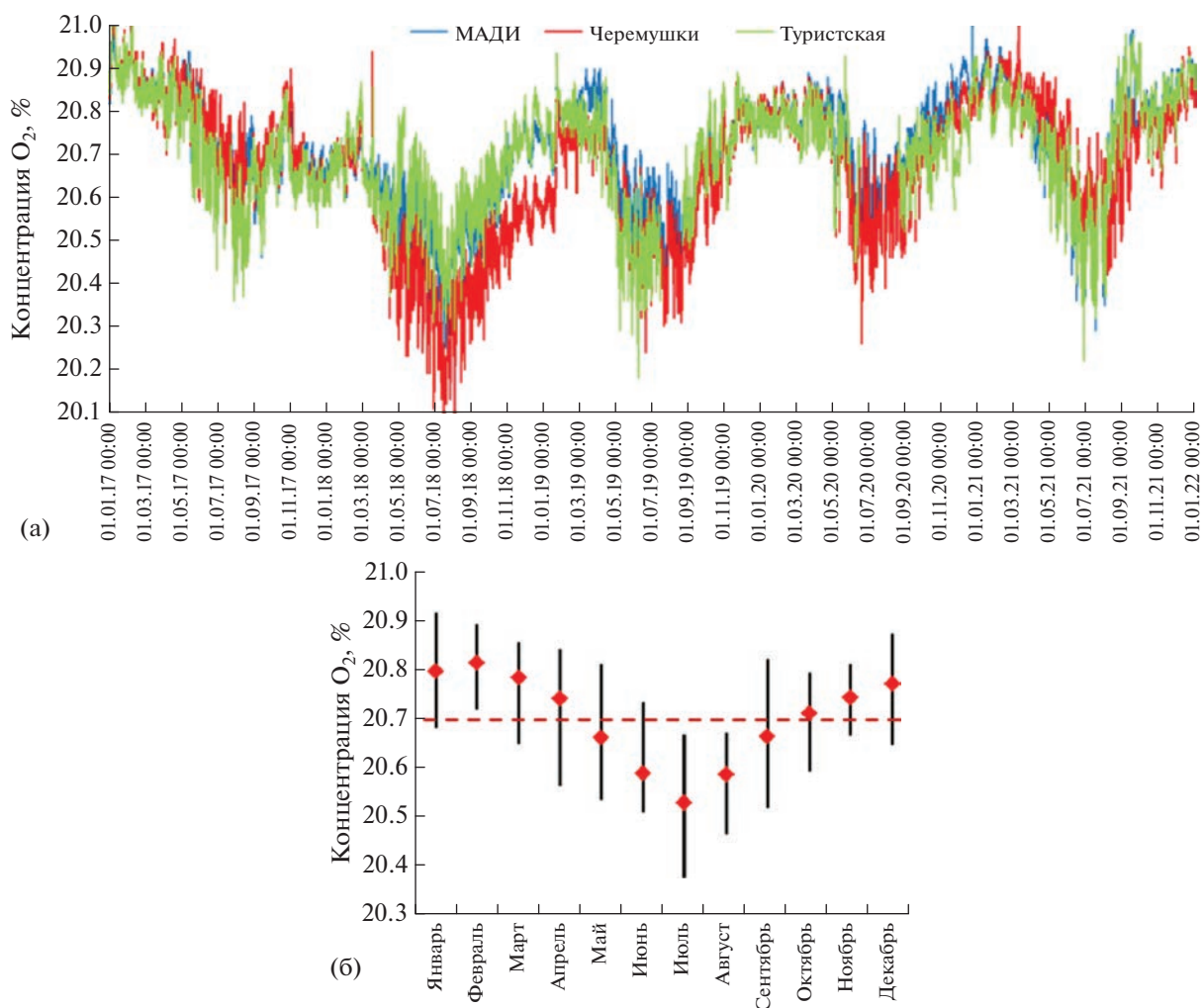
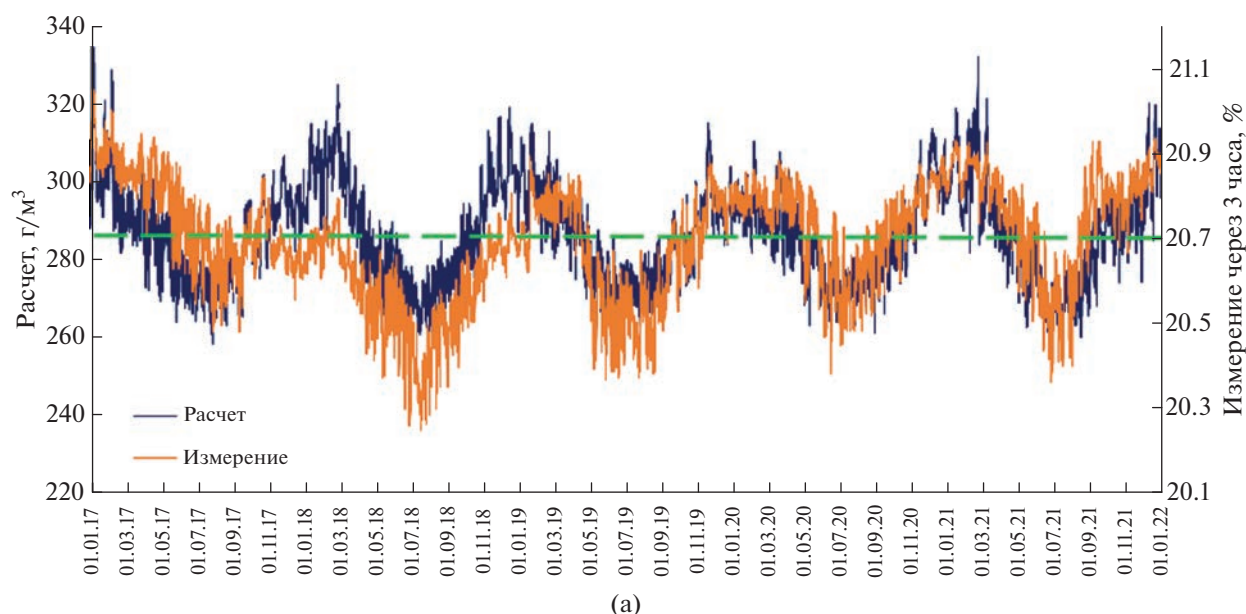
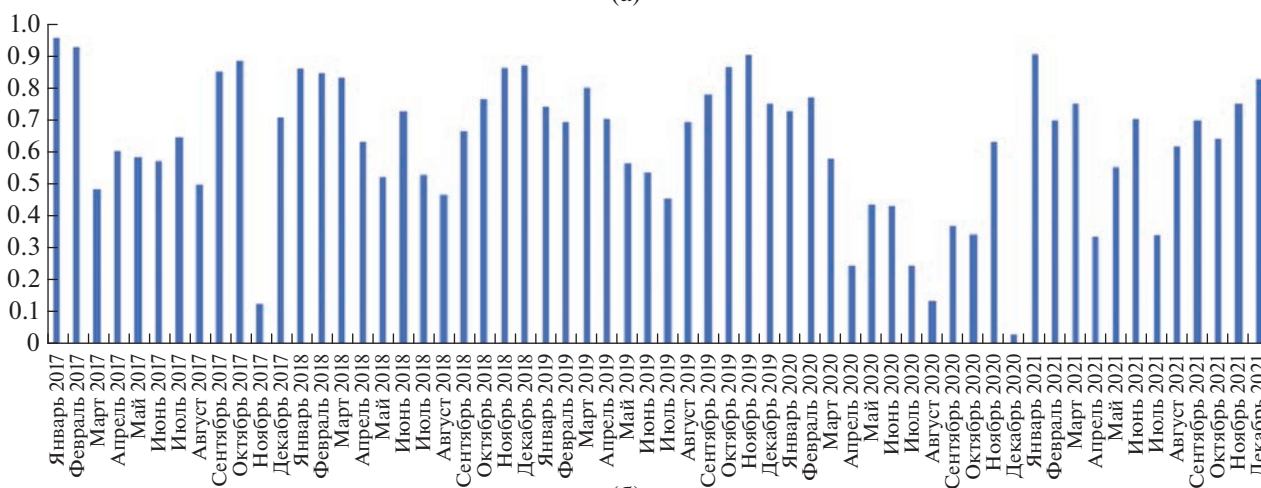


Рис. 4. Концентрация кислорода в приземном воздухе в Москве: а – исходные данные измерений на трех АСКЗА (интервал значений 20 мин); б – средний сезонный ход и размах значений от максимума до минимума, пунктир – средняя концентрация O_2 за 5 лет.



(a)



(б)

Рис. 5. Сравнение расчетов и измерений: а – концентрация кислорода, рассчитанная по метеорологическим данным (интервал 3 ч) и по результатам измерений (среднее по трем АСКЗА для сроков метеоданных); б – коэффициент корреляции (расчет-измерение) для каждого месяца. Пунктир – совмещенный уровень средних измеренных и рассчитанных значений за 5 лет.

ми и их вариациями в течение года. Коэффициент корреляции между показаниями приборов на разных станциях за год 0.80–0.95. Это позволяет далее анализировать средние (по трем станциям) значения концентрации кислорода в Москве. Средний сезонный ход концентрации O_2 (рис. 4б) показывает, что уровень содержания кислорода в Москве в среднем вполне комфортный для жизни (табл. 2), хотя в летнее время в отдельные годы могут возникать проблемы из-за нехватки кислорода.

Поскольку концентрацию кислорода в атмосфере можно рассчитать по формуле (1), интересно сравнить данные измерений в Москве с результатами таких расчетов по метеорологическим

данным метеостанции Балчуг, расположенной в центре Москвы [https://weatherarchive.ru/Pogoda/Moscow; http://rp5.ru]. Рисунок 5 показывает хорошее качественное соответствие этих величин, величина коэффициента корреляции между измеренными и рассчитанными значениями концентрации – (за каждый месяц по данным через 3 ч, в соответствии со сроками метеоданных) представлен на рис. 5б. В большинстве случаев, особенно в холодное время года, корреляция между величинами концентрации O_2 , рассчитанными и измеренными, значима и высока (коэффициент 0.65–0.95), но в отдельные месяцы, особенно в теплое время, она отсутствует. Это указывает на важную роль даже в городе природных процессов,

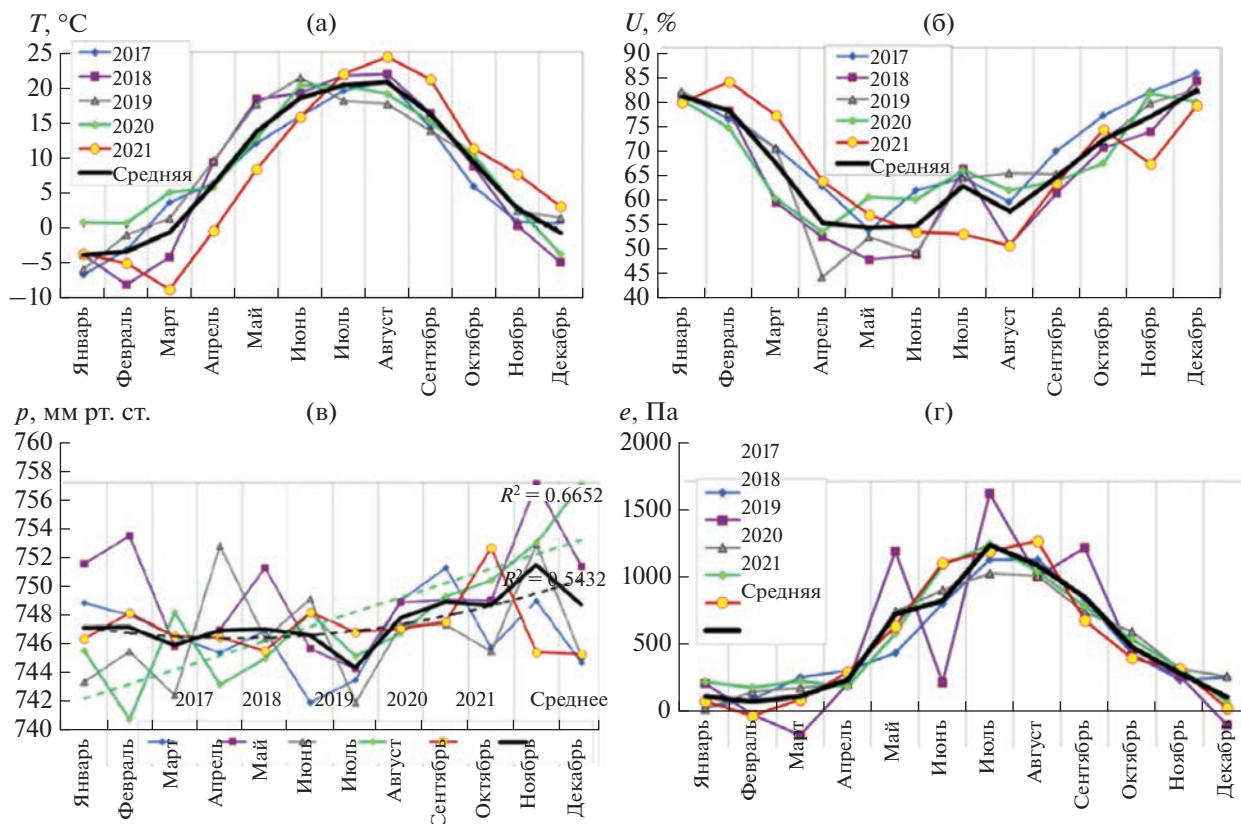


Рис. 6. Значения метеопараметров в приземной атмосфере Москвы в 2017–2021 годах: а – температура; б – относительная влажность; в – атмосферное давление, пунктирные линии – тренды, аппроксимирующие среднее давление и данные 2020 года; г – давление водяного пара (абсолютная влажность).

не учтенных формулой (1), сопровождающихся эмиссией и поглощением O_2 на поверхности почвы и на растениях.

На рис. 5а выделяются годы 2018, 2019 и 2021, когда летом измеренная величина содержания кислорода в атмосфере города была заметно ниже уровня комфортности (табл. 1), и условия существования населения попадали в диапазон “условно некомфортных”.

МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В МОСКВЕ В 2017–2021 ГОДАХ

Хорошо известна высокая межгодовая изменчивость метеоусловий в средних широтах. Рассмотрим подробнее те параметры, которые определяют концентрацию кислорода в воздухе (формула (1)), по рис. 6.

Температура воздуха (рис. 6а) имеет естественный годовой ход с максимумом в летнее время. Однако она была аномально высокой (положительной) все зимние месяцы сезона 2019–20 годов, опускаясь, наоборот, в 2021 году до минимума в марте. Годовой максимум температуры в летние месяцы приходился на август (2017), июль–август (2018), июнь (2019), июнь–июль (2020), аномаль-

но жаркий август (2021), за которым последовали очень теплые месяцы этого года.

Атмосферное давление (рис. 6в) в течение года менялось хаотично, будучи в среднем выше во второй половине года, чем в первой. Исключение и редкую аномалию представил 2020 год, когда среднемесячная величина давления достоверно росла в течение всего года.

Гладкий сезонный ход величины абсолютной влажности воздуха был нарушен во все сезоны 2018 года, особенно заметно в теплое полугодие. При этом для относительной влажности в 2017–2020 годах характерен локальный максимум в июле, которого не было только в 2021 году, хотя в этом году образовался локальный минимум в ноябре. Годовой максимум абсолютной влажности приходится на июль, что часто соответствует максимуму температуры воздуха и приводит, в соответствии с формулой (1), к ежегодному падению в этот месяц концентрации кислорода в приземной атмосфере (рис. 4, 5).

Сопоставление формулы (1) с графиками рис. 6 и 7 позволяет качественно понять, какой из параметров отвечает за особенности отдельных месяцев в поведении концентрации кислорода в течение рассматриваемых лет. Все значимые (в отно-

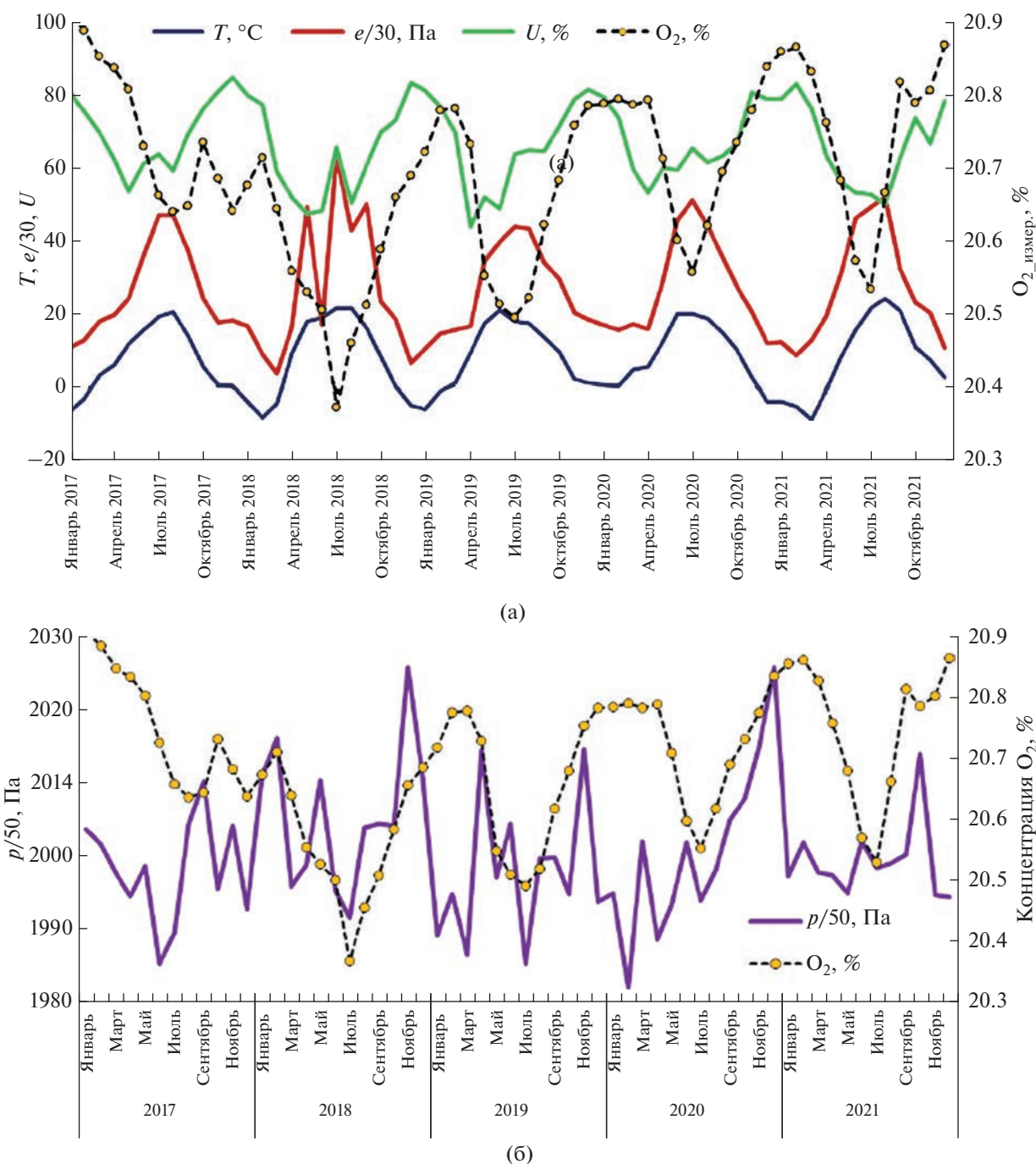


Рис. 7. Последовательная развертка по годам ежемесячных значений: а – температуры, относительной и абсолютной влажности и концентрации O_2 ; б – давления и концентрации O_2 .

шении комфортности для дыхания, табл. 1) минимумы концентрации O_2 в приземном воздухе Москвы (2018, 2019 и 2021 годов) приходятся на жаркие месяцы с невысоким атмосферным давлением и повышенным давлением водяного пара. Однако, как видно из рис. 7 и 6б, в 2018 году сильно сказалась аномалия величины абсолютной влажности, в 2019 году было очень низкое давление при самых невысоких (за 5 лет) значениях

температуры воздуха и абсолютной влажности, в 2021 году – самое жаркое (из рассмотренных) лето с высокой абсолютной влажностью.

Таким образом, измерения концентрации кислорода в приземной атмосфере не дают существенно новой информации о ее уровне в холодную часть года. В это время можно оценивать содержание O_2 по метеоданным. Наоборот, в теплую половину года на концентрацию кислорода в

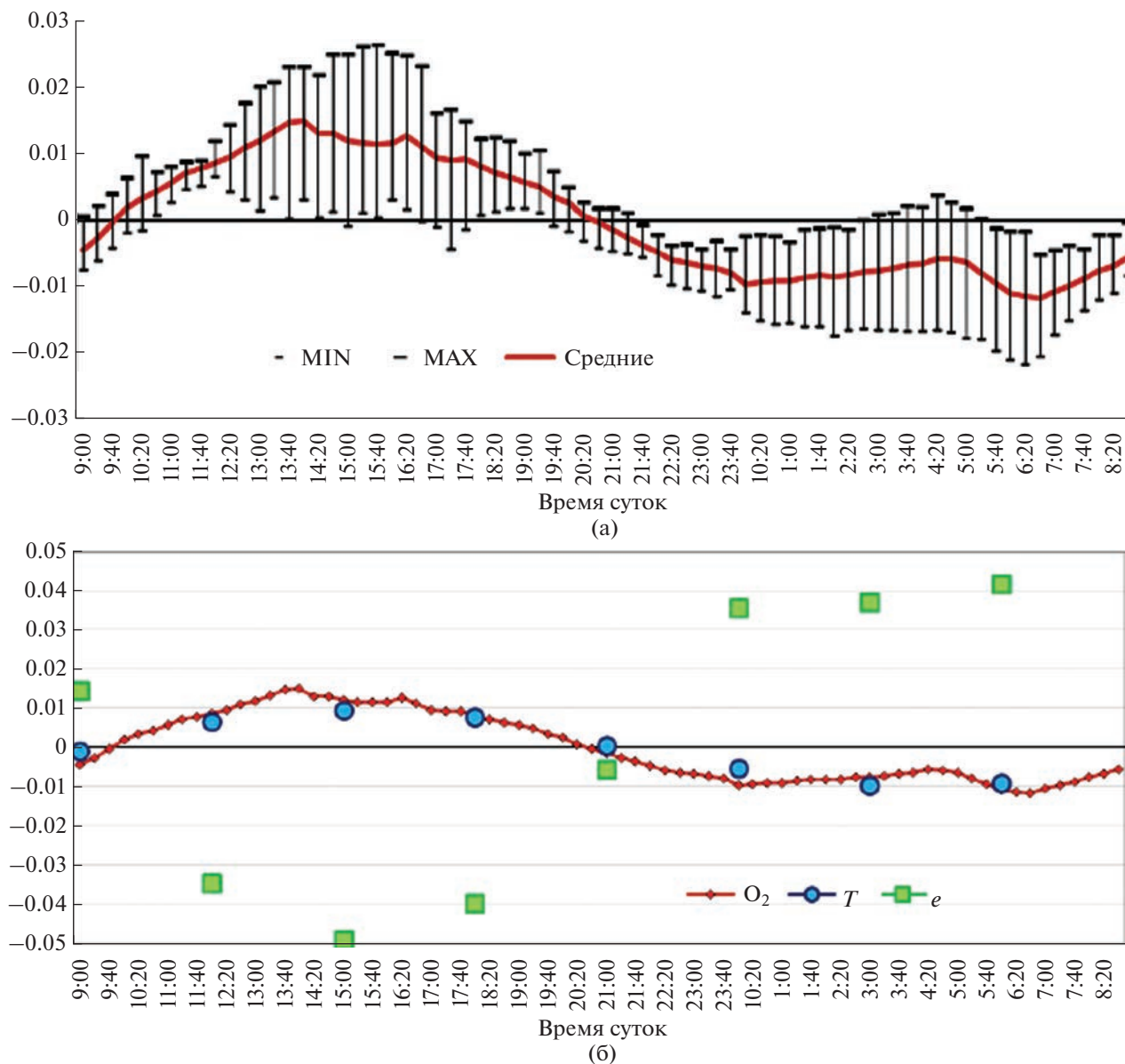


Рис. 8. Внутрисуточные вариации в приземном воздухе в Москве в июле: а — концентрации кислорода, межгодовой разброс от минимума до максимума; б — кислорода, температуры и абсолютной влажности. Представлено среднее (за 5 лет) отклонение от среднемесячного значения (отн. ед.) каждой переменной.

приземной атмосфере значимо влияют процессы газообмена на границе атмосфера-поверхность, которые не учитываются формулой (1), и измерения позволяют получить важную информацию не только об уровне содержания кислорода, но и процессах его формирования.

СУТОЧНЫЙ ХОД КОНЦЕНТРАЦИИ КИСЛОРОДА В ПРИЗЕМНОМ ВОЗДУХЕ

По данным измерений, в Москве в теплое время года проявляется хорошо выраженный суточный ход концентрации кислорода в приземном воздухе с максимумом в дневное время и минимумом в предутренние часы (рис. 8а). Именно измерение

концентрации O_2 с достаточно высоким временным разрешением (20 мин) позволило обнаружить это явление, поскольку временное разрешение расчетов по метеоданным (через 3 ч) слишком грубо.

Сравним возможные механизмы формирования внутригодовой и внутрисуточной изменчивости концентрации кислорода в приземном воздухе Москвы. Измерения в Москве дают среднее за 5 лет значение концентрации кислорода ($\pm$ среднеквадратичное отклонение), равное $20.70 \pm 0.12\%$. Этот уровень задается глобальным распределением кислорода в атмосфере в пределах климатической зоны и должен быть примерно постоянным на значительной территории Восточно-европей-

ской равнины. Эта величина в локальном масштабе модулируется химией в приземной атмосфере, особенно специфичной в городе, а также источниками и стоками кислорода на поверхности (растительность, почва) — в разной степени в течение всего года.

Как уже отмечалось, минимальные значения концентрации O_2 в теплое время года могут быть обусловлены высокой температурой воздуха и почвы, длинным световым днем, обилием зелени, высоким уровнем солнечной радиации и т.д., а максимальные значения в холодные месяцы — противоположными природными условиями. Зимой почва закрыта снегом, зелени почти нет. Кислород дополнительно в атмосферу почти не поступает, но расходуется на антропогенные процессы сжигания топлив и химические реакции в атмосфере, хотя в холодном воздухе все реакции замедлены. В течение суток эта картина мало меняется. Летом зелень и почва продуцируют кислород, но и поглощают его. Химические реакции в воздухе и на поверхности идут быстро, среднемесячный уровень O_2 в воздухе в целом ниже по сравнению с зимой, но изменчивость концентрации O_2 высока. Корреляции измеренных значений с расчетами практически нет, поскольку большой вклад в эмиссию и стоки кислорода определяют процессы на поверхности, зависящие от температуры и влажности, но не описываемые формулой (1).

Теперь обратимся к внутрисуточному ходу концентрации кислорода в воздухе в теплые месяцы, поскольку в холодные месяцы он практически отсутствует. В теплое время года, при минимальном за год общем содержании O_2 в приземном воздухе, регистрируется его дополнительное понижение (по сравнению со средним значением) ночью и рано утром (рис. 8а), когда темно и холодно, и максимальные величины — днем, когда тепло и светло. Таким образом, по отношению к температуре воздуха, внутрисуточные и внутригодовые вариации концентрации кислорода — это вариации противоположных знаков. Летом круглые сутки растения и почва работают как источники и стоки O_2 . По-видимому, стоки в почву работают и в темноте, но при самой низкой температуре в течение суток может иметь место понижение почвенной эмиссии кислорода в ходе химических превращений. Обычно летом в эти же предутренние часы наблюдаются инверсии температуры воздуха вблизи поверхности (рис. 8б). В этом случае, при слабом конвективном перемешивании и слабом ветре, возможно увеличение в нижнем слое атмосферы концентрации всех атмосферных примесей, источники которых находятся вблизи поверхности, т.е. химия потребления кислорода может быть активна. С другой стороны, слабый ветер не способствует эффективному выносу кислорода из почвы. Повышение абсолютной

влажности воздуха в это же время суток (рис. 8б), образование летом росы увлажняют почву и растительность и могут повышать эффективность процессов стока кислорода в почву и на растения. Все эти, а возможно, и другие, не рассмотренные здесь процессы могут способствовать уменьшению концентрации кислорода вблизи поверхности в предутренние часы.

Оценки величины изменчивости измеренной концентрации кислорода разных временных масштабов таковы: средний внутригодовой размах около 2.7% от среднегодового значения; внутримесячные отклонения измеренных величин от среднего значения за месяц составляют 0.5–0.7%, в теплое время больше, чем в холодное; средняя амплитуда суточного хода в июле 0.15% по отношению к среднесуточной концентрации O_2 , максимальная 0.23% в июле 2021 года.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Среднее за 5 лет наблюдений измеренное значение концентрации кислорода в приземном воздухе Москвы составляет $20.70 \pm 0.12\%$, рассчитанное по метеоданным $285 \pm 13 \text{ г/м}^3$. Содержание O_2 в приземном воздухе города в течение года максимально в холодные месяцы и минимально — в теплые, отражая сезонный ход температуры воздуха.

Измеренные (с интервалом 3 ч) и рассчитанные (по метеоданным) значения содержания O_2 в приземном воздухе Москвы достаточно хорошо коррелируют друг с другом в холодное время года, а в теплое время корреляция практически отсутствует. Эта особенность вегетативного периода, судя по всему, указывает на важную роль процессов эмиссии и поглощения атмосферного кислорода на поверхности (почва, растения) при положительной температуре воздуха. Только измеренные значения содержания кислорода в приземном воздухе города летом близки и ниже границы неблагоприятных условий с точки зрения проблем дыхания человека (по медицинским нормам). Это также свидетельствует о важности неучтенных в расчетах потоков кислорода с поверхности и на нее.

По данным измерений впервые выявлены внутрисуточные вариации (суточный ход) содержания O_2 в приземном воздухе города, выраженные в теплые месяцы и не проявляющиеся в холодное время года. Наименьшее содержание O_2 в течение суток может возникать летом в ранние утренние часы.

В заключение сформулируем следующие положения о влиянии современной динамики климата на содержание кислорода в приземном воздухе больших городов мира и возникающих при этом проблемах с дыханием человека в мегаполисе:

— глобальное потепление и изменение содержания углекислого газа в атмосфере Земли непосредственно в XXI веке не повлияют заметно на

количество кислорода в приземном воздухе, необходимое для дыхания людей;

– поглощение кислорода при сжигании ископаемого топлива также не грозит в обозримом будущем угрозой для дыхания населения Земли;

– однако локальные проявления глобального потепления и воздействия городских агломераций на местный климат, ведущие к усилению островов тепла, волн жары и другим экстремальным погодным и климатическим явлениям, могут создавать ситуации с пониженным содержанием кислорода в воздухе и угрозой гипоксии для населения больших городов.

Работа выполнена в рамках темы Государственного заказа (регистрационный номер 1021032424681-6-1.5.10;1.5.8;1.6.19. Анализ метеорологических данных выполнен при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-27-00063). Авторы выражают благодарность рецензентам за конструктивные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Башкин В.Н. Биогеохимия. М.: Научный мир, 2004. 584 с.
- Гинзбург А.С., Виноградова А.А., Федорова Е.И., Никитич Е.В., Карпов А.В. Содержание кислорода в атмосфере крупных городов и проблемы дыхания // Геофизические процессы и биосфера. 2014. Т. 13. № 2. С. 5–19.
- Гинзбург А.С., Виноградова А.А., Помелова М.А. Современные изменения содержания кислорода в приземном воздухе Москвы // ENVIROMIS 2022. SCERT. 2022. Изд-во Томского ЦНТИ. ISBN 978-5-89702-488-9. С. 185–186.
- Гипоксия. Адаптация, патогенез, клиника / Под ред. Ю.Л. Шевченко. СПб., 2000. 384 с.
- ГОСТ Р 22.9.02-95 Безопасность в чрезвычайных ситуациях. Режимы деятельности спасателей, использующих средства индивидуальной защиты при ликвидации последствий аварий на химически опасных объектах. Общие требования (принят в качестве межгосударственного стандарта ГОСТ 22.9.02-97).
- Замолодчиков Д.Г. Недостаток кислорода: миф или реальность // Использование и охрана природных ресурсов в России. 2005. № 3. С. 122–132.
- Замолодчиков Д.Г. Кислород – основа жизни // Вестник Российской академии наук. 2006. Т. 76. № 3. С. 209–218.
- Кислород – основа жизни. Под ред. Сыровой А.О. / Харьков: Изд-во ХНМУ. 2013. 232 с.
- Никберг И.И., Ревуцкий Е.Л., Сакали Л.И. Гелиометрические реакции человека. / Киев: Здоровье. 144 с.
- Овчарова В.Ф. Определение содержания кислорода в атмосферном воздухе на основе метеорологических параметров (давления, температуры, влажности) с целью прогнозирования гипоксического эффекта атмосферы // Вопросы курортологии, физиотерапии и лечебной физкультуры. 1981. № 2. С. 29–34.
- Овчарова В.Ф. Гомеокинез в погодную гипоксию и гипероксию // Труды международного симпозиума ВМО/ВОЗ/ЮНЕП СССР. Ленинград, 22–26 сентября 1986 г. Л.: Гидрометеиздат, 1988. Т. 2, С. 142–139.
- Bollinger N.J., Schutz R.H. NIOSH Guide to Industrial Respiratory Protection // National Institute for Occupational Safety and Health. DHHS (NIOSH) Publication № 87-116. USA. 1987. 333 p.
- Gattuso J.-P., Duarte C.M., Joos F., Bopp L. Humans will always have oxygen to breathe, but we can't say the same for ocean life // The Conversation. August 12, 2021 (<https://theconversation.com/humans-will-always-have-oxygen-to-breathe-but-we-cant-say-the-same-for-ocean-life-165148>).
- Huang J. et al. The global oxygen budget and its future projection // Science Bulletin. 2018. V. 63. P. 1180–1186.
- IPCC, 2021: Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Masson-Delmotte, V., P. Zhai, A. Pirani, S.L. Connors, C. Péan, S. Berger, N. Caud, Y. Chen, L. Goldfarb, M.I. Gomis, M. Huang, K. Leitzell, E. Lonnoy, J.B.R. Matthews, T.K. Maycock, T. Waterfield, O. Yelekçi, R. Yu, and B. Zhou (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 2021. 2391 p. <https://doi.org/10.1017/9781009157896> (<https://www.ipcc.ch/report/ar6/wg1/>).
- Kai Yin, Dengsheng Lu, Yichen Tian, Qianjun Zhao and Chao Yuan Evaluation of Carbon and Oxygen Balances in Urban Ecosystems Using Land Use/Land Cover and Statistical Data // Sustainability. 2015. V. 7. P. 195–221. <https://doi.org/10.3390/su7010195>
- Keeling R.F. Measuring correlations between atmospheric oxygen and carbon dioxide mole fractions – a preliminary-study in urban air // J. Atmos Chem. 1988. V. 7. P. 153–176.
- Keeling R.F., Manning A.C. Studies of recent changes in atmospheric O₂ content // In Treatise on Geochemistry / Eds R.F. Keeling and L. Russell. 2014. Amsterdam: Elsevier. P. 385–404.
- Keeling R.F., Powell F.L., Shaffer G., Robbins P.A. and Simonson T.S. Impacts of Changes in Atmospheric O₂ on Human Physiology. Is There a Basis for Concern? // Front. Physiol. 2021. V. 12. P. 571137. <https://doi.org/10.3389/fphys.2021.571137>
- Martin D., McKenna H., Livina V. The human physiological impact of global deoxygenation // J. Physiol. Sci. 2017. V. 67. P. 97–106. <https://doi.org/10.1007/s12576-016-0501-0>
- Livina V.N., Vaz Martins T.M. The Future of Atmospheric Oxygen // Springer Briefs in Environmental Science. Springer Cham. 2020. 58 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-43665-0>
- Yun Wei, Jianguo Wu, Jianping Huang, Xiaoyue Liu, Dongliang Han, Linli An, Haipeng Yu, and Jiping Huang Declining Oxygen Level as an Emerging Concern to Global Cities // Environ. Sci. Technol. 2021. V. 55. P. 7808–7817.
- Liu X., Huang J., Huang J., Li C., Ding L., Meng W. Estimation of gridded atmospheric oxygen consumption from 1975 to 2018 // J. Meteorol. Res. 2020. V. 34. P. 646–658.
- Steinbach J. Enhancing the usability of atmospheric oxygen measurements through emission source characterization and airborne measurements: Dissertation Dr. Rer. Nat. 2010. 145 p.

Changes in the Oxygen Content in Urban Air under the Influence of Natural and Anthropogenic Factors

A. S. Ginzburg¹, A. A. Vinogradova¹, E. A. Lezina², and M. A. Pomelova^{1, 3}

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

²*Budgetary Environmental Protection Institution “Mosecomonitoring”, Novy Arbat str., 11/1, Moscow, 121019 Russia*

³*Vavilov Institute for the History of Science and Technology, Russian Academy of Sciences, Baltiyskaya ul., 14, Moscow, 125315 Russia*

**e-mail: gin@ifaran.ru*

The article analyzes the results of measuring the oxygen content in Moscow in 2017–2021 at three automatic stations for monitoring atmospheric pollution of the “Mosecomonitoring”. Seasonal variations of oxygen content in the city are considered, the issues of compliance of the obtained values with the scale of comfort level for human breathing developed by medical specialists are discussed, measurement data are compared with the results of calculating the oxygen concentration in the air by the magnitude of meteorological parameters. According to the measurements, diurnal variations of the O₂ content in the surface urban air, more pronounced in the warm season, were revealed. The minimum O₂ content is observed in summer in the early morning hours. The main natural and anthropogenic processes that determine the variability of oxygen content in the surface air of a megapolis at different time scales are discussed.

Keywords: oxygen, surface air, large cities, air pollution control stations, gas analyzers, natural and anthropogenic factors

УДК 551.510.42

АНАЛИЗ ПРИРОДЫ ПОВЫШЕННЫХ СОДЕРЖАНИЙ ДИОКСИДА СЕРЫ В ПРИЗЕМНОМ ВОЗДУХЕ СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ ФИНЛЯНДИИ ПРИ ПОМОЩИ СПУТНИКОВОГО МОНИТОРИНГА И МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

© 2023 г. Е. Д. Дрюкова^а, Г. М. Неробелов^{б, в, *}, М. С. Седеева^б, А. В. Киселев^б,
А. Г. Махура^д, В. И. Горный^б

^аРоссийский государственный гидрометеорологический университет,
Малоохтинский проспект, 98, Санкт-Петербург, 195196 Россия

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

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

^дУниверситет Хельсинки, Институт исследования атмосферных и наземных систем,
ул. Gustaf Hallstrominkatu, 2a, Хельсинки, FI-00560 Финляндия

*e-mail: akulishe95@mail.ru

Поступила в редакцию 02.03.2023 г.

После доработки 14.04.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Статья посвящена исследованию причин повышенной приземной концентрации токсичного газа диоксида серы (SO_2) на севере Финляндии. Исследование выполнено для июня 2011 г., когда по данным наблюдений на финской измерительной станции Inari Raja-Jooseppi зафиксированы случаи повышенного содержания SO_2 у поверхности Земли при направлениях приземного ветра с территории Кольского полуострова. С помощью данных спутникового зондирования SO_2 прибором OMI, численной модели прогноза погоды и состава атмосферы Enviro-HIRLAM и модели дисперсии частиц HYSPLIT в работе проверяется гипотеза о природном факторе повышения приземного содержания газа в результате извержения вулкана Гримсвётн в Исландии. Полученные результаты указывают на то, что причиной повышенного содержания SO_2 в приземном слое на севере Финляндии могут быть не только местные техногенные источники, но и удаленный перенос продуктов вулканических извержений. Для дальнейшей верификации этой гипотезы требуется большой набор статистики на севере Финляндии в периоды близкие к вулканической активности в Исландии.

Ключевые слова: северная Финляндия, приземная концентрация SO_2 , вулканическое извержение, Enviro-HIRLAM, HYSPLIT, спутниковые измерения

DOI: 10.31857/S0002351523040041, **EDN:** YMZGRK

1. ВВЕДЕНИЕ

Диоксид серы (SO_2) – высокотоксичный газ, вызывающий раздражение слизистых оболочек (гигиенические нормативы ГН 2.1.6.3492-17, <https://docs.cntd.ru/document/556185926>). В концентрациях, превышающих предельно допустимые, этот токсикант приводит к заболеваниям органов дыхания [Акимов, 2017; Шлегель и др., 2016]. Кроме того, повышенное содержание диоксида серы в слое нижней тропосферы негативно сказывается на состоянии растительности. Исследования показывают, что при длительном воздействии высоких концентраций, у растений происходит снижение интенсивности фотосинтеза на 90% [Спахова и др., 1978].

Основными антропогенными источниками SO_2 являются тепловые электростанции, работающие на ископаемом топливе, автомобильный транспорт, а также предприятия металлургии. Поэтому наиболее высокие концентрации SO_2 в приземном слое атмосферы, превышающие предельно-допустимую концентрацию (ПДК) наблюдаются в воздухе крупных промышленных агломераций, особенно в тех, в которых расположены предприятия цветной металлургии (гигиенические нормативы ГН 2.1.6.3492-17, <https://docs.cntd.ru/document/556185926>). Существуют и природные источники SO_2 : вулканы, лесные пожары, деструкция органики в почве и воде и др. [Seinfeld et al., 1998].

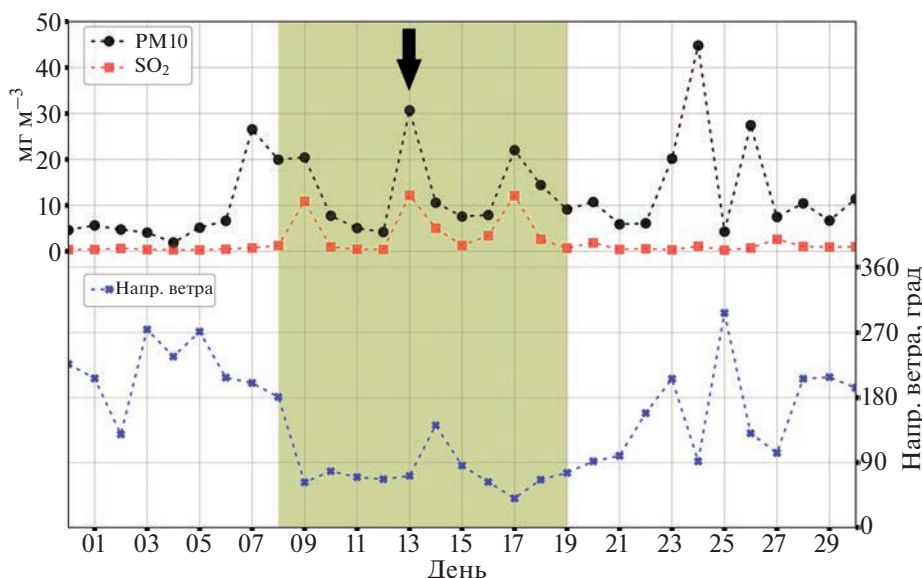


Рис. 1. Временной ряд среднесуточных приземных концентраций PM10 и SO₂ и направлений ветра по данным со станции Inari Raja-Jooseppi (ID станции 102009, 68.48 с.ш. и 28.30 в.д.) за июнь 2011 г. Прямоугольной областью выделен исследуемый интервал времени с повышенными приземными концентрациями загрязнителей и соответствующих направлений ветра с территории Кольского полуострова. Стрелкой показан исследуемый пример относительно высоких значений содержания PM10 и SO₂ в приземном воздухе.

Одним из промышленных регионов России является Мурманская область, занимающая территорию Кольского полуострова. Основой экономики области являются предприятия освоения недр (горно-металлургические компании или ГМК) и энергетика. При неблагоприятных метеорологических условиях вблизи промышленных предприятий Мурманской области наблюдаются превышения максимальной разовой ПДК SO₂ в 3–5 раз (по данным ФГБУ Мурманского УГМС, <http://www.kolgimet.ru/monitoring-zagriznenija-okruzhajushchei-sredy/centr-monitoringa-zagriznenija-okruzhajushchei-sredy/osobennosti-zagriznenija/>).

В связи с трансграничным загрязнением воздуха в северной части Финляндии и на северо-востоке Норвегии с середины 80-х годов были приняты меры по снижению эмиссии SO₂ в атмосферу предприятиями цветной металлургии Мурманской области. В результате к 2008 г. выбросы двуокиси серы горно-металлургического комбината “Печенганикель” стали на 75% ниже, чем в 80-е годы [Каролин, 2008]. Снижение объема выбросов предприятиями Мурманской области отмечено на территории Финляндии [Kurjo et al., 2014].

Анализ результатов мониторинга качества воздуха на севере Финляндии за июнь 2011 г. (рис. 1, данные финской измерительной станции Inari Raja-Jooseppi, 68.48° с.ш. 28.30° в.д., <https://en.ilmatieteenlaitos.fi/>) указывает на наличие случаев превышения максимальной разовой ПДК SO₂ ВМО (~0.5 мг м⁻³) [World Health Organization, 2006]. В особенности необходимо отме-

тить 13-е июня 2011 г. (на рис. 1), когда наблюдалось повышение приземного содержания двух загрязнителей — диоксида серы и аэрозолей PM10 (показано стрелкой на рис. 1).

Одним из объяснений такого повышения содержания SO₂ являются эмиссии с промышленных предприятий Кольского полуострова. Ряд независимых исследований продолжает отмечать загрязнение окружающей среды диоксидом серы и аэрозолями от промышленных источников Кольского полуострова и в недавние годы. Например, согласно исследованию [Sipilä et al., 2021] антропогенные эмиссии с территории полуострова в 2019–2020 гг. приводили к высоким значениям приземной концентрации газа (до ~0.079 мг м⁻³) на финской измерительной станции Värriö вблизи Российско-Финской границы. Кроме эмиссий предприятий Кольского полуострова, повышение приземной концентрации SO₂ в Финляндии в июне 2011 г. могло быть вызвано атмосферным переносом на расстояние ~2100 км выбросов с ГМК г. Норильска — крупнейшего техногенного источника диоксида серы в атмосфере [Hirdman et al., 2010; Khokhar et al., 2005]. По данным исследования [Fioletov et al., 2016], средние ежегодные выбросы SO₂ данной ГМК в период 2005–2014 гг. составляют 2.05 Мт/год, что приблизительно соответствует половине всех эмиссий с территории России и превышает выбросы SO₂ со всей территории Канады. Кроме антропогенной природы загрязнения воздуха диоксидом серы, в литературе высказывается предположение о возможном

переносе в сторону Кольского полуострова этого газа, поступающего в атмосферу при извержениях вулканов Камчатки, Исландии и Алеутских островов [Hirdman et al., 2010; Khokhar et al., 2005]. В связи с неоднозначностью определения источников токсиканта встает вопрос о природе наблюдающегося повышения приземной концентрации SO_2 в июне 2011 г. — антропогенная или естественная?

В последние годы для объяснения причин повышенного содержания токсичных газов у поверхности Земли применяются математические модели, которые описывают перенос примесей в атмосфере [Seinfeld, et al., 1998; Sportisse, 2009]. Причем используются как относительно простые дисперсионные модели с предзаданными метеорологическими полями, так и более сложные трехмерные модели прогноза погоды и состава атмосферы, в основе которых лежит система уравнений гидро- и термодинамики. В работе [Fuentes et al., 2022] авторы используют модель дисперсии частиц в атмосфере для оценки влияния эмиссий морского порта в городе Веракрус, Мексика на содержание SO_2 в воздухе прилегающей территории. Благодаря моделированию переноса SO_2 от источника авторам удалось идентифицировать случаи низкого качества воздуха, обусловленные эмиссиями морского порта. В исследовании [Paez et al., 2021] дисперсионная модель применяется для анализа распространения SO_2 и иных загрязнителей от вулкана Копаяуэ в Южной Америке в 2016 г. Результаты моделирования шлейфа от извержения вулкана схожи с данными спутниковых измерений SO_2 с точки зрения направления распространения. В работе [Mahura et al., 2018] авторы исследовали влияние выбросов диоксида серы одной из ГМК Кольского полуострова на загрязнение окружающей среды в северо-западной части России и странах Скандинавии с помощью трехмерной модели дисперсии частиц в атмосфере DERMA. Показано, что кроме северо-западной части России, антропогенное влияние Кольского полуострова на состояние окружающей среды может распространяться до территорий Норвегии и Финляндии. Похожие выводы получены в работе [Неробелов и др., 2020], где для моделирования переноса SO_2 от источников Мурманской области используется трехмерная численная модель прогноза погоды и состава атмосферы Enviro-HIRLAM.

Проведенный анализ загрязнения атмосферного воздуха на севере Скандинавии показал, что несмотря на реализацию в Мурманской области крупной программы снижения выбросов SO_2 системы мониторинга качества воздуха время от времени регистрируют значительные повышения концентраций этого токсиканта в приземном слое атмосферы. Поэтому, целью данного исследования

является применение современных средств информатики для выявления возможных источников загрязнения приземного воздуха диоксидом серы в Мурманской области и, в целом, на севере Финляндии на примере июня 2011 г.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

2.1. Объект исследования

Объектом исследования выбрана северная часть Финляндии и Мурманская область с акцентом на город Мурманск (Россия), имеющий наибольшую численность населения (около 280 тыс. чел.). Площадь Мурманской области составляет 144.9 тысячи квадратных километров [Министерство природных ресурсов, экологии и рыбного хозяйства Мурманской области, 2019]. Рельеф поверхности неоднородный, представлен как горными массивами Хибин, так и равнинами, занятыми болотами и озерами. Климат арктический умеренный, морской с влиянием теплого течения. Средняя температура за период с 2005 по 2011 год — 1.2°C , средняя относительная влажность воздуха составляет 80%. Направление ветра за тот же период преимущественно южное (180°) и юго-юго-западное ($\sim 200^\circ$), среднее значение скорости ветра — 4.3 м/с (gr5.ru).

Исследования выполнены для июня 2011 г. когда по данным наблюдений на финской измерительной станции Inari Raja-Jooseppi (положение отмечено на рис. 2) были зафиксированы случаи повышенного содержания диоксида серы и аэрозольных частиц PM_{10} у поверхности Земли при направлениях приземного ветра с территории Кольского полуострова ($\sim 10^\circ$ — 140° с 9 по 19 июня, рис. 1) (по данным Финского метеорологического института, <https://en.ilmatieteenlaitos.fi/>). Этому направлению ветра соответствует трансграничный перенос SO_2 как со стороны предприятий Мурманской области, так и Норильска. Нельзя исключать и сверхдальний перенос эксплозий вулканов Камчатки или Алеутских островов.

2.2. Численная модель Enviro-HIRLAM

В работе используются результаты моделирования пространственно-временных вариаций основных метеорологических параметров (температура и влажность воздуха, скорость и направление ветра) у поверхности Земли в июне 2011 г., выполненного с помощью модели Enviro-HIRLAM (Environment - High Resolution Limited Area Model- модель прогноза погоды и динамики газов и аэрозолей в атмосфере [Baklanov et al., 2017]). Рассмотренные метеорологические параметры важны для пространственно-временной вариации SO_2 в атмосфере. Моделирование выполнено с горизонтальным пространственным разреше-

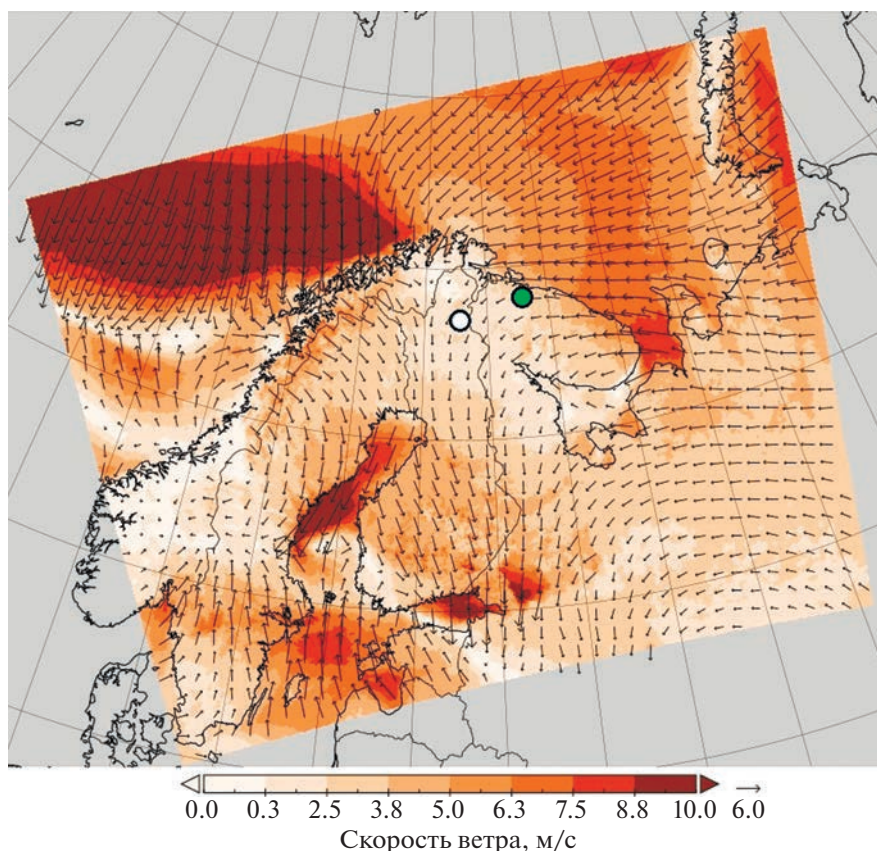


Рис. 2. Карто-схема среднесуточных направления и скорости приземного ветра 13 июня 2011 г. (по данным моделирования Enviro-HIRLAM); белыми и зелеными маркерами выделенные примерные положения финской станции Inari Raja-Jooseppi и г. Мурманска, соответственно.

нием ~ 5 км на 40 гибридных вертикальных уровнях от ~ 30 м над уровнем Земли до высот атмосферного давления менее 10 гПа с временным шагом в 3 ч. В качестве начальных и граничных метеорологических условий используются данные метеорологического реанализа ERA5 (<https://www.ecmwf.int/en/forecasts/datasets/reanalysis-datasets/era5>) с горизонтальным разрешением 0.15° и временным шагом в 3 ч. Задачей моделирования является выяснение возможности трансграничного переноса техногенных эмиссий SO_2 предприятий Мурманской области к станции Inari Raja-Jooseppi.

Моделирование выполнено на суперкомпьютере CRAY-XC40 Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF, <https://www.ecmwf.int/en/computing/our-facilities/supercomputer>) в рамках научно-исследовательского проекта Enviro-PEEX(Plus) on ECMWF (<https://www.ecmwf.int/en/research/special-projects/spfimahu-2021>). Численный эксперимент проведен за период июня 2011 г. в пределах области, включающей в себя территории севера Финляндии и значительной части севера Европейской России (рис. 2).

Для валидации результатов моделирования приземных метеорологических параметров ис-

пользуются метеорологические измерения, полученные на метеорологической станции г. Мурманска (код 22113) и доступные на сервисе gr5.ru. Обработка, анализ и визуализация данных моделирования и измерений выполнялась при помощи программ Panoply, CDO (Climate Data Operators) и программах на языках Bash и Python.

2.3. Модель дисперсии частиц HYSPLIT

Лагранжевая модель HYSPLIT (Hybrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory model) [Stein et al., 2015] разработана для трехмерного моделирования дисперсии и траекторий движения частиц в атмосфере на различных пространственных масштабах. Модель позволяет рассчитать атмосферный перенос частиц от априорных источников вперед во времени на основе имеющейся информации о состоянии атмосферы за весь период исследования. Кроме того, возможен расчет обратного переноса частиц во времени и пространстве для выявления источников, вызвавших повышение концентрации исследуемого газа. Химические трансформации не учитываются, частицы газа/аэрозолей выходят из атмосферы

Таблица 1. Результаты валидации данных модели Enviro-HIRLAM в Мурманске за июнь 2011 г. по данным метеорологических измерений

Метеорологический параметр	Статистические характеристики		
	$P, \%$	$\Sigma, \%$	K
Температура воздуха	1.1	16.4	0.95
Относительная влажность воздуха	3.8	18.2	0.75
Направление ветра	–10.9	53.7	0.87
Скорость ветра	29.2	31.8	0.75

либо достигнув границы области моделирования, либо благодаря выпадению. В качестве информации о состоянии атмосферы использовались данные GDAS (Global Data Assimilation System), которые представляют собой основные метеорологические параметры (зональная и меридиональная компоненты ветра, атмосферное давление, массовая доля водяного пара, температура воздуха и подстилающей поверхности и т.п.) с пространственным распределением глобально и на 23 вертикальных уровнях. Данные GDAS получены при помощи объединения результатов моделирования атмосферного переноса и метеорологических измерений.

2.4. Спутниковые измерения SO_2

Данные о содержании диоксида серы в атмосфере получены с помощью спектрометра OMI (Ozone Monitoring Instrument), установленном на спутнике Aura. Эти материалы доступны с августа 2004 года. Спектрометр со спектральным разрешением 0.63 нм работает в ближнем ультрафиолетовом и видимом диапазонах 264–504 нм. Пространственное разрешение (размер одного пикселя) в надире составляет 13×24 км, ширина полосы сканирования 2600 км. В настоящей работе использован стандартный продукт OMSO2e [Li et al., 2020], представляющий собой восстановленное ежесуточное суммарное содержание SO_2 во всем атмосферном столбе. Наземное разрешение продукта 0.25×0.25 градуса (около 25×25 км²), повторяемость съемки – 1 день. Обработка данных заключалась в построении в каждой точке средних значений в плавающем временном окне шириной 3 суток с целью снижения дисперсии данных, а также закрытия пропусков, вызванных облачностью.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Моделирование метеорологических параметров с помощью Enviro-HIRLAM

Проведен анализ соответствия временной изменчивости метеорологических параметров по данным моделирования Enviro-HIRLAM и измере-

ний в г. Мурманск за июнь 2011 г. Для анализа из соответствующей положению Мурманска (около 68.94° с.ш., 32.96° в.д.) ячейки модельных данных была извлечена информация о временном изменении метеорологических параметров. Затем были рассчитаны основные статистические характеристики для выявления различий между данными по каждому исследуемому метеорологическому параметру (табл. 1):

$$P = \frac{\sum_{n=1}^N p_n^r - p_n^m}{N}, \quad (1)$$

где P – средняя ошибка моделирования параметра p ; p_n^m – модельное значение параметра p в момент времени n , $n = 1, 2, 3 \dots N$; p_n^r – измеренное на метеорологической станции значение параметра p в момент времени n .

$$\Sigma = \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^N (p_n^r - p_n^m - P)^2}{N}}, \quad (2)$$

где Σ – среднеквадратическое отклонение средней ошибки моделирования; P и Σ даны в % относительно среднему значению параметра p по данным измерений;

K – коэффициент корреляции Пирсона между данными моделирования и измерений.

На рис. 3 приведены гистограммы распределения четырех метеорологических параметров по данным измерений и моделирования. Лучше всего данные моделирования Enviro-HIRLAM согласуются с приземными температурой и относительной влажностью воздуха (табл. 1). Так, $P = 1.1\%$, а $\Sigma = 16.4\%$. Для влажности воздуха, эти ошибки, соответственно, оценены как $P = 3.8\%$ и $\Sigma = 18.2\%$.

Таким образом, модель Enviro-HIRLAM в среднем занижает температуру и относительную влажность воздуха у поверхности Земли. При этом коэффициенты корреляции между данными моделирования и измерениями для температуры и относительной влажности воздуха, соот-

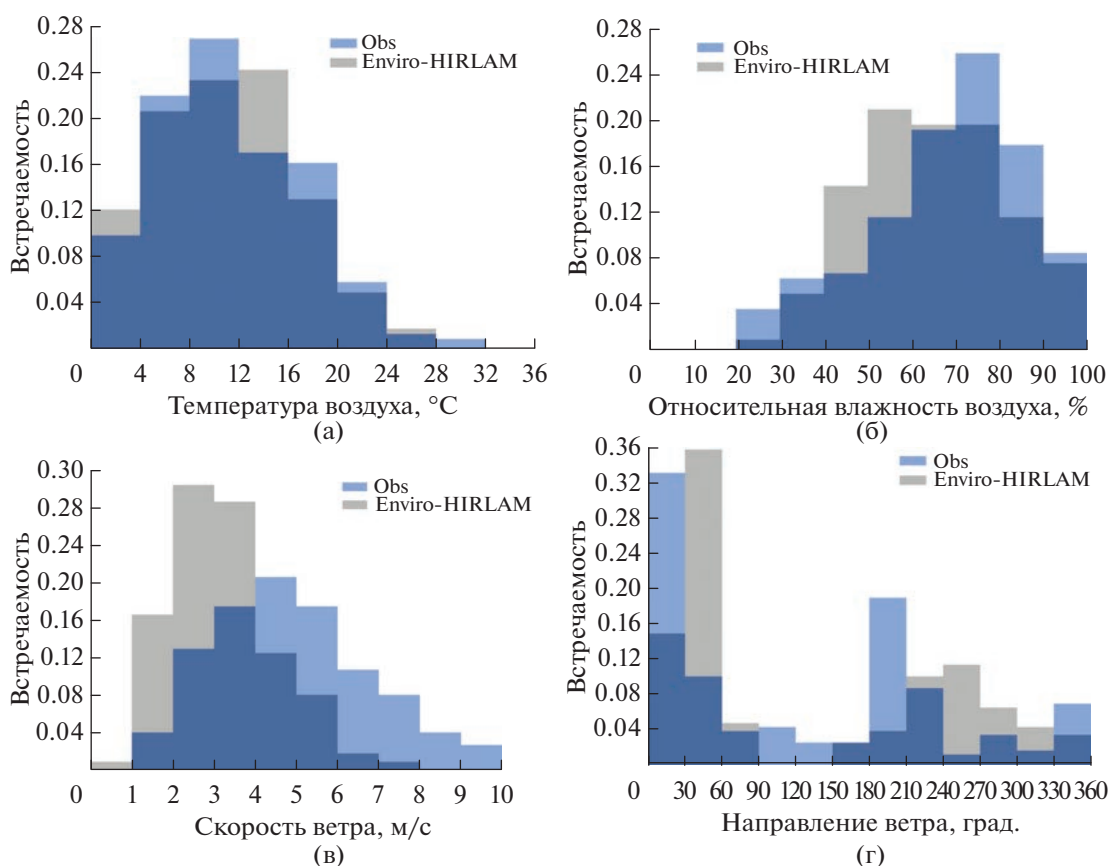


Рис. 3. Гистограммы распределения метеорологических параметров у поверхности Земли по данным измерений и моделирования Enviro-HIRLAM в г. Мурманск за июнь 2011 г.; а – температура воздуха, б – относительная влажность воздуха, в – скорость ветра, г – направление ветра.

ветственно, составили $K = 0.95$ и $K = 0.75$. Это указывает на хорошую достоверность моделирования временного изменения данных параметров. Наибольшее расхождение зафиксировано для направления ветра, для которого оценка относительной ошибки составила $P = 10.9\%$, но при высоком значении $K = 0.87$. При этом модель примерно на 29.2% занижает скорость ветра (рис. 3в), но при высоком значении $K = 0.75$.

Значительное расхождение данных модели Enviro-HIRLAM с результатами наблюдений для параметров ветра может быть связано со сложностями численного моделирования атмосферного переноса при относительно сложном рельефе Кольского полуострова. В целом, модель Enviro-HIRLAM адекватно представляет основные приземные метеорологические параметры, что говорит о возможности ее использования для анализа параметров приземного ветра на области исследования и оценки возможности трансграничного переноса SO_2 с территории Кольского полуострова на территорию Финляндии.

На рис. 2 представлено среднесуточное за 13 июня 2011 г. пространственное распределение

приземных скоростей и направлений ветра в пределах области исследования по данным численного моделирования Enviro-HIRLAM. В среднем, на территории Кольского полуострова и северной части Финляндии 13-го июня 2011 г. у поверхности Земли по данным моделирования преобладали В-СВ направления ветра. В соседние дни по данным моделирования направления ветра были примерно такими же. Необходимо отметить, что над территорией Баренцева моря, у берегов Кольского полуострова направления ветра также составляли В-СВ и ЮВ. Из этого можно предположить, что повышенная приземная концентрация SO_2 на границе России и Финляндии 13-го июня 2011 г. (рис. 1) могла быть вызвана переносом воздушных масс как с территории Кольского полуострова, так и от более удаленного источника. Одним из таких источников может быть ГМК г. Норильска (удаленность ~ 2280 км), попадающая по своему положению в диапазон направлений приземного ветра на территории исследования.

Потенциальным источником повышенной приземной концентрации SO_2 могут являться

естественные выбросы газа при извержениях вулканов (по некоторым оценкам в среднем до 15% всех глобальных эмиссий диоксида серы в год [Lamotte et al., 2021]). Анализ архивных данных об извержениях Северного полушария, случившихся в даты близкие к июню 2011 г. (<https://volcano.si.edu>, последний доступ в октябре 2022 г.) показал, что в период 21–28 мая 2011 г. в Исландии извергался вулкан Гримсвётн (Grímsvötn). Высота вулканического облака вулкана с первых дней извержения достигла около 20 км и продержалась почти до конца 22 мая [Gudmundsson et al., 2012]. Выбросы SO_2 составили 0.3 Мт за период 7 дней (<https://volcano.si.edu/volcano.cfm?vn=373010>). Согласно приведенное выше информации, годовая эмиссия SO_2 одного из самых крупных антропогенных источников этого газа, ГМК в г. Норильске, составляет менее 2.1 Мт в год (в среднем за 2004–2014 гг.). Т.е. суточные выбросы SO_2 от работы Норильской ГМК примерно в 7.4 раз меньше, чем при извержении вулкана Гримсвётн в мае 2011 г. В ряде исследований при помощи комплексных измерений и численного моделирования атмосферного переноса показано, что выбросы SO_2 при извержении вулкана могут быть зафиксированы на расстояниях в несколько тысяч километров [Lamotte et al., 2021; Gudmundsson et al., 2012; Tu et al., 2004; Andreae et al., 1988; Jaffe et al., 1999].

АНАЛИЗ ИСТОЧНИКОВ SO_2 ПРИ ПОМОЩИ МОДЕЛИ HYSPLIT

Для того, чтобы выяснить, могло ли извержение вулкана Гримсвётн в мае 2011 г. привести к увеличению приземной концентрации SO_2 в районе северной части Финляндии и, возможно, на Кольском полуострове, привлечены два источника дополнительной информации. Это данные спутникового зондирования SO_2 во всем атмосферном столбе прибором OMI и обратное во времени моделирование дисперсии частиц в атмосфере при помощи модели HYSPLIT.

В ходе численного эксперимента моделью HYSPLIT 13-го июня 2011 г. с финской станции Inari Raja-Jooseppi с высоты примерно 5 м было “выпущено” 5000 модельных частиц, которые затем переносились во времени на 10 дней назад (т.е. до 3-го июня). Пространственное разрешение по горизонтали составило 0.5° , по вертикали рассматривался один слой высотой до 10 км. Результаты моделирования выводились с интервалом каждые 3 ч в виде пространственного распределения массовой доли частиц в воздухе.

Данные численного моделирования (см. 1 в легенде на рис. 4) были объединены с результатами спутниковых измерений SO_2 (показаны цветом на рис. 4) в период с 3 по 13-е июня 2011 г. Это

сделано для того, чтобы проследить возможное пересечение модельных данных (1 на рис. 4) с измеренными спутником повышенными содержаниями SO_2 , выброшенными в атмосферу при извержении вулкана Гримсвётн. Кроме того, на рис. 4 нанесена одна обратная траектория движения частицы (2 на рис. 4), выпущенная также 13-го июня от Inari Raja-Jooseppi (4 на рис. 4). Данная траектория используется для наглядности представления основного направления движения частиц. Положение частицы в конкретный день выделено на траектории треугольником, вершина которого указывает на направление движения частиц (3 на рис. 4).

Необходимо отметить сложность формы полученной траектории движения частиц в атмосфере. По данным моделирования воздушная масса в период 3–13 июня 2011 г. двигалась над территорией Гренландии, где 4-го июня захватила облако SO_2 , выброшенное в конце мая вулканом в Исландии. Далее воздушные массы двигались на восток вдоль побережья Российской Арктики, но в районе п-ва Таймыр повернули на север. Достигнув северного полюса воздушные массы повернули на юг к Финляндии, где к 13-му июня 2011 г. достигли финской станции Inari Raja-Jooseppi. При этом при перемещении вдоль побережья арктической части России, модельная воздушная масса несколько раз пересекается с более низкими значениями содержания газа (например, 6–8 июня).

Многие исследования показали, что среднее “время жизни” SO_2 в нижней атмосфере составляет ~1–3 дней [Lee et al., 2011; Beirle et al., 2014]. Оно преимущественно определяется реакцией молекул SO_2 в газовой фазе с радикалами OH с последующим превращением в молекулу серной кислоты в жидкой фазе (H_2SO_4) и выпадением под действием сил, действующих в атмосфере или осадков. Кроме того, молекула SO_2 в газовой фазе может быть поглощена молекулой воды в жидкой фазе с последующим образованием сульфатных аэрозолей и выпадением из атмосферы [Спахова и др., 1978; Seinfeld et al., 1998]. Поэтому возникает вопрос – почему отмеченное нами время переноса SO_2 от Исландии до севера Финляндии (более 20 дней) превышает среднее “время жизни” SO_2 в атмосфере? Во-первых, вулкан Гримсвётн выбросил огромное количество SO_2 (относительно антропогенных эмиссий), что потребовало бы большого количества осадков для его осаждения. Во-вторых, на высоте в несколько километров, куда после извержения переместилась большая часть вулканического SO_2 (высота вулканического облака превысила 10 км в первые дни извержения), водяного пара меньше, чем в приземном слое. Все это должно увеличивать “время

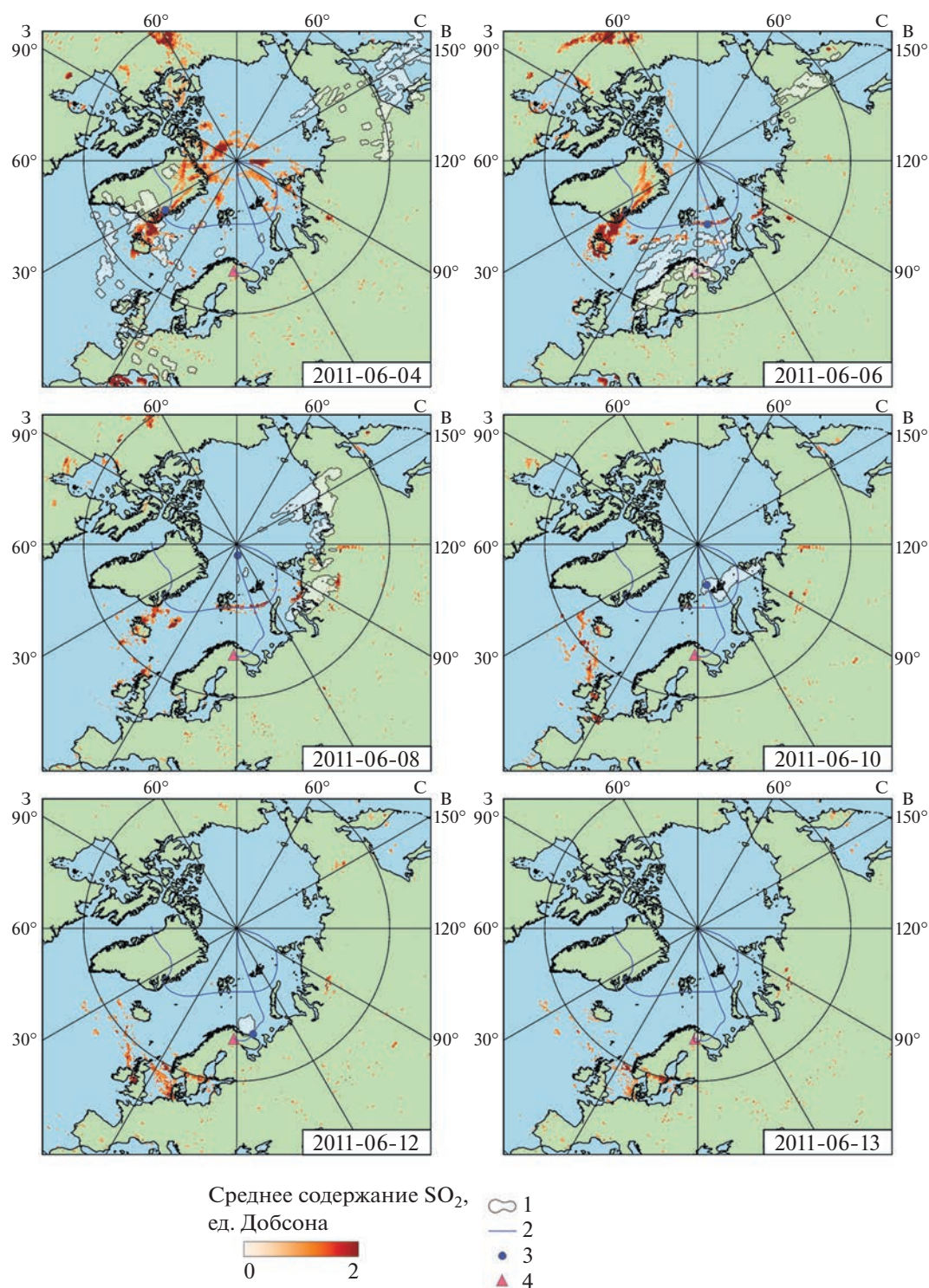


Рис. 4. Общее содержание SO_2 в атмосфере на основе спутникового зондирования и результаты обратного моделирования дисперсии частиц от финской станции Inari Raja-Jooseppi за период 4–13 июня 2011 г. Условные обозначения: 1. Результат моделирования обратного переноса частиц в атмосфере; 2. Обратная траектория движения одной частицы на основе моделирования HYSPLIT; 3. Треугольник, показывающий на траектории местоположение и направление движения частицы на данную дату (см. в правом нижнем углу карто-схемы); 4. Местоположение финской станции Inari Raja-Jooseppi.

жизни” молекул газа в слое верхней тропосферы по отношению, например, к приземному слою.

Анализ же литературы о примерах дальнего переноса SO_2 показал, например, что был зарегистрирован перенос SO_2 продолжительностью 4–8 дней из Восточной Азии через Тихий океан на западное побережье штата Вашингтон [Tu et al., 2004; Andreae et al., 1988]. Аналогично, в обсерватории Чика-Пик в штате Вашингтон в марте–апреле 1997 г. был зарегистрирован шестидневный перенос SO_2 из Азии на территорию Северной Америки [Jaffe et al., 1999]. Этими исследованиями было показано, что перенос SO_2 воздушными массами на большие расстояния определяется, в основном, динамикой атмосферы. Благоприятными условиями при этом являются атмосферные слои с малой турбулентностью, низким содержанием водяного пара и наличие температурной инверсии [Tu et al., 2004]. Проведенное нами сравнение спутниковых наблюдений за SO_2 и результатов химико-транспортных моделей подтвердило эту закономерность.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что повышение концентраций SO_2 на севере Финляндии может быть вызвано не только техногенными факторами, но и таким мощным природным фактором как извержение Исландских вулканов.

Данный вывод содержит несколько допущений, полное принятие во внимание которых может добавить значительную неопределенность в итоговый результат. Например, так как рассматривается перенос частиц в одном слое до 10 км, неизвестно, на какой высоте перемещаются моделируемые частицы, а на какой происходил реальный перенос SO_2 от извержения вулкана. Поэтому, безусловно, требуется дальнейшее изучение этой проблемы с набором большей статистики.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В исследовании рассмотрен вопрос о природе зарегистрированного случая повышенной приземной концентрации SO_2 на севере Финляндии в июне 2011 г. Совместное использование численного моделирования атмосферных процессов и спутникового дистанционного зондирования содержания малых газовых составляющих атмосферы позволило обосновать гипотезу о вулканическом источнике, вызвавшем повышение концентрации SO_2 на севере Финляндии в июне 2011 г.

Для верификации этой гипотезы требуется набор статистики на севере Финляндии в периоды близкие к другим эксплозивным событиям на острове Ян-Майен и в Исландии.

По результатам настоящего исследования можно сделать следующие выводы:

1. Причинами повышенной приземной концентрации SO_2 по данным измерений на севере Финляндии могут являться не только местные техногенные источники, но и удаленный перенос загрязнителей от вулканических извержений. При помощи моделирования переноса частиц в атмосфере и спутниковых измерений показано, что измеренные на финской станции Inari Raja-Joosenni 13-го июня 2011 г. пики в значениях приземной концентрации SO_2 могли быть вызваны извержением вулкана Гримсвётн на о. Исландия в конце мая 2011 г. Это указывает на неоднозначность выводов о продолжающихся трансграничных переносах техногенного SO_2 с территории России.

2. Численная модель Enviro-HIRLAM адекватно представляет основные приземные метеорологические параметры в период июня 2011 г. на территории Кольского полуострова, что говорит о возможности ее использования в исследовании динамики загрязнителей воздуха у поверхности Земли в Арктическом регионе России.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акимов В. С. Диоксид серы и основные источники загрязнения атмосферы диоксидом серы // Научный журн. 2017. № 6-1(19). С. 18–20.
- Министерство природных ресурсов, экологии и рыбного хозяйства Мурманской области. Доклад о состоянии и об охране окружающей среды Мурманской области за 2018 г. // 2019 г. <https://mrg.gov-murman.ru/activities/napravleniya/okhrana-okruzhayushchey-sredy/00.condition/index.php> (дата обращения 20.06.22).
- Неробелов Г.М., Седеева М.С., Махура А.Г., Нутерман Р.Б., Смышляев С.П. Enviro-HIRLAM моделирование переноса атмосферных загрязнителей и воздействия аэрозолей на метеорологические параметры над северо-западной частью России и Северной Европой // Материалы всероссийской научной конференции с международным участием “Земля и космос” к столетию академика РАН К.Я. Кондратьева. 20–21 октября 2020 года, Санкт-Петербург. Сборник статей. СПб.: 2020. 334 с.
- Каролин С. Программа “Пасвик” — общий отчет 2008 // 2008. http://www.pasvikmonitoring.org/pdf/Pasvik-programmet_summary_rus_.pdf.
- Спахова А.С., Рязанцева Л.А. Повреждаемость некоторых древесных растений сернистым газом // Физиология растений. 1978. Т. 25. № 2. С. 407–409.
- Шлегель К.Д., Верхотуров С.С. Токсикологические свойства газообразных загрязнений и их влияние на организм человека // Актуальные проблемы авиации и космонавтики. 2016. № 12. С. 946–948.
- Andreae M.O. et al. Vertical distribution of dimethylsulfide, sulfur dioxide, aerosol ions, and radon over the north-

- east Pacific Ocean // *J. Atmospheric Chemistry*. 1988. T. 6. № 1. C. 149–173.
- Baklanov A. et al. Enviro-HIRLAM online integrated meteorology–chemistry modelling system: strategy, methodology, developments and applications (v7.2) // *Geoscientific Model Development*. 2017. T. 10. № 8. C. 2971–2999. <https://doi.org/10.5194/gmd-10-2971-2017>
- Beirle S., Hörmann C., Penning de Vries M., Dörner S., Kern C., Wagner T. Estimating the volcanic emission rate and atmospheric lifetime of SO₂ from space: a case study for Kīlauea volcano, Hawai‘I // *Atmos. Chem. Phys.* 2014. 14. P. 8309–8322. <https://doi.org/10.5194/acp-14-8309-2014>
- Fioletov V.E., McLinden C.A., Krotkov N., Li C., Joiner J., Theys N., Carn S., Moran M.D. A global catalogue of large SO₂ sources and emissions derived from the Ozone Monitoring Instrument. // *Atmos. Chem. Phys.* 2016. V. 16. P. 11497–11519. <https://doi.org/10.5194/acp-16-11497-2016>
- Fuentes García G., Echeverría R.S., Reynoso A.G., Baldasano Recio J.M., Rueda V.M., Retama Hernández A., Kahl J.D.W. Sea Port SO₂ Atmospheric Emissions Influence on Air Quality and Exposure at Veracruz, Mexico // *Atmosphere*. 2022. V. 13. 1950. <https://doi.org/10.3390/atmos13121950>
- Gudmundsson M.T., Höskuldsson Á., Larsen G., Thordarson T., Óladóttir B.A., Oddsson B., Gudnason J., Högnadóttir T., Stevenson J.A., Houghton B.F., McGarvie D., Sigurdardóttir G.M. The May 2011 eruption of Grímsvötn // *EGU 2012*. <https://meetingorganizer.copernicus.org/EGU2012/EGU2012-12119.pdf>
- Hirdman D., Sodemann H., Eckhardt S., Burkhardt J.F., Jefferson A., Mefford T., Quinn P.K., Sharma S., Strm J., Stohl A. // Source identification of short-lived air pollutants in the Arctic using statistical analysis of measurement data and particle dispersion model output, *Atmos. Chem. Phys.* 2010. V. 10. 669693. <https://doi.org/10.5194/acp-10-669-2010>
- Jaffe D. et al. Transport of Asian air pollution to North America // *Geophysical Research Letters*. 1999. T. 26. № 6. P. 711–714.
- Khokhar M.F., Frankenberg C., Van Roozendaal M., Beirle S., Kuhl S., Richter A. et al. Satellite observations of atmospheric SO₂ from volcanic eruptions during the time-period of 1996–2002. *Adv. Space Res.* 2005. V. 36. 879887.
- Kyrö E.-M., Väänänen R., Kerminen V.-M., Virkkula A., Petäjä T., Asmi A., Dal Maso M., Nieminen T., Juhola S., Shcherbinin A., Riipinen I., Lehtipalo K., Keronen P., Aalto P.P., Hari P., Kulmala M. Trends in new particle formation in eastern Lapland, Finland: effect of decreasing sulfur emissions from Kola Peninsula // *Atmos. Chem. Phys.* 2014. V. 14. P. 4383–4396. <https://doi.org/10.5194/acp-14-4383-2014>
- Lamotte C., Guth J., Maréchal V., Cussac M., Hamer P.D., Theys N., Schneider P. Modeling study of the impact of SO₂ volcanic passive emissions on the tropospheric sulfur budget // *Atmos. Chem. Phys.* 2021. V. 21. P. 11379–11404. <https://doi.org/10.5194/acp-21-11379-2021>
- Lee C., Martin R.V., van Donkelaar A., Lee H., Dickerson R.R., Hains J.C., Krotkov N., Richter A., Vinnikov K., Schwab J.J. SO₂ emissions and lifetimes: Estimates from inverse modeling using in situ and global, space-based (SCIAMACHY and OMI) observations // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. D06304. <https://doi.org/10.1029/2010JD014758>
- Li C., Krotkov N.A., Leonard P. OMI/Aura Sulfur Dioxide (SO₂) Total Column L3 1 day Best Pixel in 0.25 degree x 0.25 degree V3, Greenbelt, MD, USA, Goddard Earth Sciences Data and Information Services Center (GES DISC). 2020. Accessed: 2022-10-01. <https://doi.org/10.5067/Aura/OMI/DATA3008>
- Mahura A., Gonzalez-Aparacio I., Nuterman R., Baklanov A. Seasonal Impact Analysis On Population Due To Continuous Sulphur Emissions From Severonikel Smelters Of The Kola Peninsula // *Geography, Environment, Sustainability*. 2018. V. 11. № 1. P. 130–144. <https://doi.org/10.24057/2071-9388-2018-11-1-130-144>
- Paez P.A., Cogliati M.G., Caselli A.T., Monasterio A.M. An analysis of volcanic SO₂ and ash emissions from Copahue volcano // *J. South American Earth Sciences*. 2021. V. 110. 103365.
- Seinfeld J.H., Pandis S.N. Atmospheric chemistry and physics: From air pollution to climate change. 1998. p. 1326.
- Sipilä M., Sarnela N., Neitola K., Laitinen T., Kemppainen D., Beck L., Duplissy E.-M., Kuittinen S., Lehmusjärvi T., Lampilahti J., Kerminen V.-M., Lehtipalo K., Aalto P.P., Keronen P., Siivola E., Rantala P.A., Worsnop D.R., Kulmala M., Jokinen T., Petäjä T. Wintertime subarctic new particle formation from Kola Peninsula sulfur emissions // *Atmos. Chem. Phys.* 2021. V. 21. P. 17559–17576. <https://doi.org/10.5194/acp-21-17559-2021>
- Sportisse B. Fundamentals in Air Pollution – From Processes to Modelling // Springer Dordrecht. 2009. p. 299.
- Stein A.F., Draxler R.R., Rolph G.D., Stunder B.J.B., Cohen M.D., Ngan F. NOAA’s HYSPLIT Atmospheric Transport and Dispersion Modeling System // *Bull. American Meteorological Society*. 2015. V. 96. № 12. P. 2059–2077. <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-14-00110.1>
- Tu F.H. et al. Long-range transport of sulfur dioxide in the central Pacific // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2004. T. 109. № D15.
- Wallace J.M., Hobbs P.V. Atmospheric science: an introductory survey. // Elsevier Academic Press: Amsterdam, The Netherlands. 2006. T. 92.
- World Health Organization. Regional Office for Europe. Air quality guidelines: global update 2005: particulate matter, ozone, nitrogen dioxide and sulfur dioxide // World Health Organization. Regional Office for Europe. 2006. P. 484. <https://apps.who.int/iris/handle/10665/107823>

Integration of Satellite Monitoring and Mathematical Modeling in the Analysis of the Nature of Elevated Sulfur Dioxide Concentrations in the Surface Air of the Northern Part of Finland

E. D. Dryukova¹, G. M. Nerobelov^{2,3,*}, M. S. Sedeeva², A. V. Kiselev², A. G. Mahura⁴, and V. I. Gorny²

¹*Russian State Hydrometeorological University, Malookhtinskiy Prospekt, 98, Saint-Petersburg, 195196 Russia*

²*SPC RAS - Scientific Research Centre for Ecological Safety, Russian Academy of Sciences, Korpusnaya st., 18, Saint-Petersburg, 187110 Russia*

³*Saint-Petersburg State University, University Embankment, 7/9, Saint-Petersburg, 199034 Russia*

⁴*University of Helsinki, Institute for Atmospheric and Earth System Research (INAR)/Physics, Faculty of Science, Kumpula campus, Gustaf Hallstrominkatu 2a, Helsinki, FI-00560 Finland*

**e-mail: akulishe95@mail.ru*

The article is devoted to the investigation of the nature of the increment in surface concentration of toxic gas sulfur dioxide (SO₂) in Northern Finland. The study is carried out for June 2011 when the increased near-surface SO₂ concentration was registered at Finnish observation station Inari Raja-Jooseppi together with the surface wind blowing from the territory of the Kola Peninsula. The hypothesis of natural increment of near-surface SO₂ concentration as a result of Grímsvötn volcano eruption (Iceland) is verified using satellite SO₂ observations by OMI, numerical weather prediction and atmospheric chemistry model Enviro-HIRLAM and particle dispersion model HYSPLIT. The results show that not only local man-made sources, but also the remote transfer of pollutants from volcanic eruptions can cause an increased near-surface SO₂ concentration. To verify this hypothesis, a large set of statistics is required in Northern Finland during periods of volcanic activity in Iceland.

Keywords: Northern Finland, near-surface SO₂ concentration, volcanic eruptions, Enviro-HIRLAM, HYSPLIT, satellite observations

УДК 504.3.054.541.124, 541.12

ВЛИЯНИЕ ГЛОБАЛЬНОГО ПОТЕПЛЕНИЯ НА АТМОСФЕРНОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕЧЕТНОГО КИСЛОРОДА

© 2023 г. И. К. Ларин*

Институт энергетических проблем химической физики РАН им. В.Л. Тальрозе ФИЦ ХФ им. Н.Н. Семенова РАН,
Ленинский просп., д. 38, корп. 2, Москва, 119334 Россия

*e-mail: iklarinar@narod.ru

Поступила в редакцию 20.02.2023 г.

После доработки 25.03.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Представлены данные о влиянии глобального потепления на атмосферное время жизни нечетного кислорода, O_x . Полученные результаты характеризуют эффект на широте 50° с.ш. в диапазоне высот 15–55 км в январе–июне 2000-го–2100-го годов. Данные для расчетов были получены с помощью интерактивной радиационно-химической двумерной модели SOCRATES. С ее помощью была предварительно рассчитана суммарная скорость гибели O_x в каталитических циклах O_x , HO_x , NO_x , ClO_x и BrO_x . Аналогичным образом была определена концентрация O_x , равная сумме концентраций O_3 , $O(^3P)$ и $O(^1D)$. В качестве начальных условий для расчетов по модели SOCRATES использовались сценарии Межправительственной группы экспертов по изменению климата (IPCC) RCP 4.5 и RCP 6.0 для указанных выше условий.

Ключевые слова: каталитические циклы, химические семейства, цепной процесс, лимитирующая стадия цепного процесса, скорость продолжения цепи в каталитическом цикле

DOI: 10.31857/S0002351523040119, EDN: YOTJPP

ВВЕДЕНИЕ

Ранее вопрос о времени жизни нечетного кислорода рассматривался в нескольких работах автора [Larin, 2017; Larin, 2018; Larin, 2019]. В [Larin, 2017] впервые атмосферное время жизни нечетного кислорода было рассчитано с учетом его гибели в известных каталитических циклах, тогда как ранее в подобных расчетах учитывалась гибель O_x только в кислородном цикле (см., например, [Brasseur and Solomon, 2005; Jacob, 1999]), что приводило к завышению искомой величины. Укажем также, что приведенные в [Larin, 2017] данные были получены только для одной широты и одного сезона. Оставалось не ясным, каким образом этот экологически важный параметр будет меняться при изменении широты и сезона. В связи с этим были выполнены расчеты атмосферного времени жизни нечетного кислорода в диапазоне широт 10° – 80° Северного полушария в декабре и июне 1995 года [Larin, 2019]. Расчеты атмосферного времени жизни O_x , τO_x , проводились по формуле (1):

$$\tau O_x = \frac{[O_x]}{\sum W_x(-O_x)}, \quad (1)$$

где $[O_x]$ концентрация компонент нечетного кислорода, равная сумме концентраций O_3 , $O(^3P)$ и

$O(^1D)$, а $\sum W_x(-O_x)$ – суммарная скорость разрушения O_x в каталитических циклах O_x , HO_x , NO_x , ClO_x и BrO_x . В свою очередь скорость гибели нечетного кислорода в каждом конкретном цикле, $W_x(-O_x)$, рассчитывалась по формуле (2) [Larin, 2018]

$$W_x(-O_x) = 2 * \sum_{i=2}^{i=n} \left(\frac{1}{W_i(X)} \right)^{-1}, \quad (2)$$

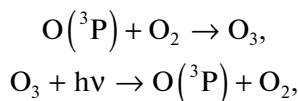
где n – число реакций продолжения цепи в цикле, $W_i(X)$ – скорость i -й реакции продолжения цепи в

цикле X , $\sum_{i=2}^{i=n} \left(\frac{1}{W_i(X)} \right)^{-1}$ – скорость продолжения цепи в цикле X . Коэффициент 2 означает, что в реакциях продолжения цепи погибает две частицы нечетного кислорода.

Было показано, что в июне значения атмосферного времени жизни O_x лежат в достаточно узком высотно-широтном диапазоне, причем величины времен жизни для декабря и июня в нижней стратосфере низких широт одинаковы, что объясняется одинаковыми условиями в этой зоне в эти сезоны. Показано также, что на больших высотах и широтах времена жизни нечетного кис-

лорода в декабре заметно больше, чем в июне, что объясняется главным образом различием в скорости гибели нечетного кислорода в эти сезоны.

В заключение этой части рассмотрим связь τO_x с временами жизни O_3 , $O(^3P)$ и $O(^1D)$. В [Brasseur and Solomon, 2005], как уже говорилось выше, τO_x рассчитывалось по формуле, аналогичной формуле (1), в знаменателе которой вместо $\sum W_x (-O_x)$ стояла сумма скоростей реакций гибели озона с участием компонент только кислородного семейства. Аналогичным образом рассчитывались времена жизни O_3 , $O(^3P)$ и $O(^1D)$. При этом допускались и другие неточности. Так, например, ошибочно принималось, что фото-диссоциация O_3 на $O(^3P)$ или $O(^1D)$ приводит к гибели O_3 , хотя еще Чепмен показал, что единственным процессом, который приводит к гибели O_3 , является его реакция с $O(^3P)$ [Chapman, 1930]. Аналогичные ошибки были допущены и при определении времен жизни $O(^3P)$ и $O(^1D)$. Поскольку знаменатели в формулах для времен жизни O_3 , $O(^3P)$ и $O(^1D)$ в [Brasseur and Solomon, 2005] были разными, то разными получились и времена жизни, что противоречит результатам, изложенным в [Shimazaki, 1985], согласно которым времена жизни всех кислородных компонент одинаковы и равны времени жизни всего семейства O_x . Этот вывод следует непосредственно из теории Чепмена и может быть получен, если в формулах для определения времен жизни O_3 , $O(^3P)$ и $O(^1D)$ положить знаменатель равным скорости рекомбинации O_3 и $O(^3P)$. Следует также сказать, что выводы относительно времен жизни кислородных компонент справедливы только при наличии солнечного света, который обеспечивает их быстрое превращение друг в друга в ходе так называемых нулевых циклов типа



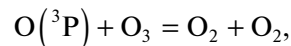
протекающих без потери озона. Ночью нулевые циклы, требующие света, останавливаются, связь между компонентами и семейством исчезает, и каждая компонента погибает в соответствии со своим индивидуальным стоком, который определяет ее индивидуальное время жизни. Вопросы дневных и ночных времен жизни компонент кислородного семейства были рассмотрены в работе [Larin and Kuskov, 2014].

Согласно [Larin, 2017], для расчета времени жизни нечетного кислорода, нужно знать концентрацию O_x и суммарную скорость гибели озона в каталитических циклах, $\sum W_x (-O_x)$. Переходим к расчетам.

РАСЧЕТ СКОРОСТИ ГИБЕЛИ ОЗОНА В КАТАЛИТИЧЕСКИХ ЦИКЛАХ В 2000-м И 2100-м ГОДУ

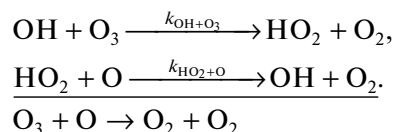
Расчет скорости гибели озона в каталитических циклах проводился с помощью формулы (2), приведенной выше. При расчетах скорости гибели озона в конкретных циклах учитывались следующие реакции продолжения цепи.

Кислородный цикл O_x [Chapman, 1930]

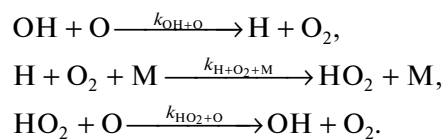


Водородный цикл HO_x [Hampson, 1964]

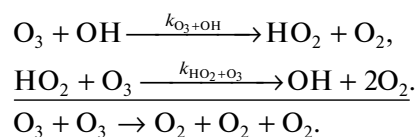
Цикл 1



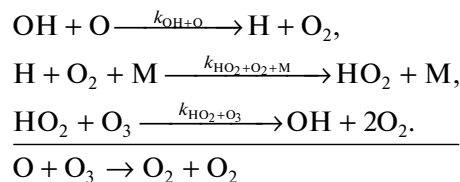
Цикл 2



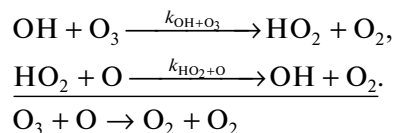
Цикл 3



Цикл 4

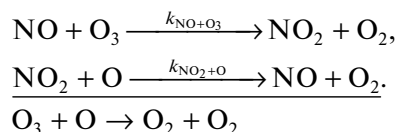


Цикл 5

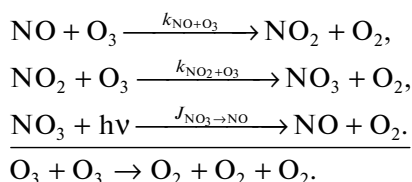


Азотно-окисный цикл NO_x [Гушин, 1968; Sutzen, 1971; Johnston, 1971].

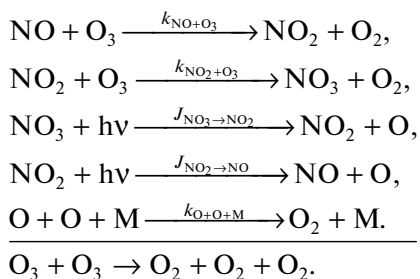
Цикл 1



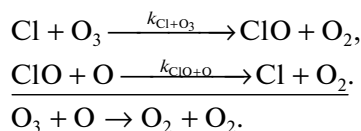
Цикл 2



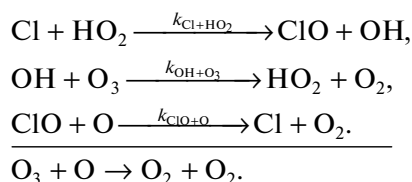
Цикл 3

Хлорный цикл ClO_x [Wofsy et al., 1974]

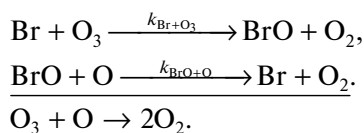
Цикл 1



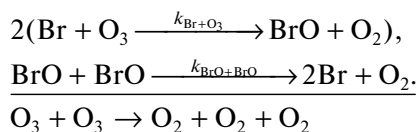
Цикл 2

Бромный цикл BrO_x

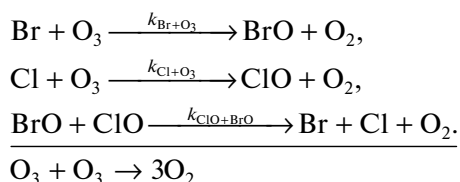
Цикл 1 [Wofsy et al., 1975]



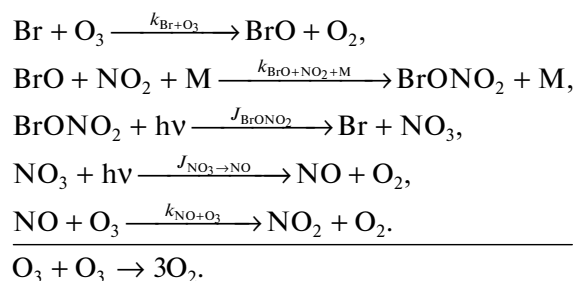
Цикл 2



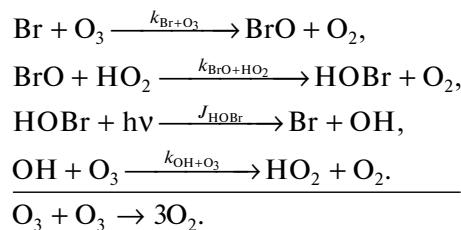
Цикл 3 [Yong et al., 1980]



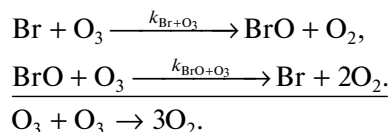
Цикл 4



Цикл 5



Цикл 6



В расчетах использовались константы скоростей реакций из [https://jpldataeval.jpl.nasa.gov]. Результаты расчетов суммарной скорости разрушения озона в O_x , HO_x , NO_x , ClO_x и BrO_x циклах для условий июня и января 2000-го и 2100-го годов, рассчитанных по сценариям IPCC RCP 4.5 и RCP 6.0 [http://tntcat.iiasa.ac.at:8787/RcpDb/dsd?Action=htmlpage&pag], показаны на рис. 1. Для 2000-го года сценарии RCP 4.5 и RCP 6.0 совпадают, поэтому совпадают и данные расчетов.

РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ГЛОБАЛЬНОГО ПОТЕПЛЕНИЯ НА АТМОСФЕРНОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕЧЕТНОГО КИСЛОРОДА

Как уже говорилось выше, это влияние рассчитывалось путем учета нового (по сравнению с 2000-м годом) высотного распределения температуры, которое возникло благодаря изменению атмосферного содержания парниковых газов в 2100-м году в соответствии со сценариями IPCC RCP 4.5 и RCP 6.0. Высотные профили температуры для условий июня и января 2000-го и 2100-го гг. по сценариям RCP 4.5 и RCP 6.0, которые учитывались в расчетах, показано на рис. 2.

Из данных, представленных на рис. 2 можно видеть, что помимо естественных сезонных изменений, происходят изменения, связанные со сценариями: при переходе от сценария RCP 4.5 к сценарию RCP 6.0 похолодание стратосферы увеличивается, что объясняется разницей в прогнозах относительно атмосферного содержания пар-

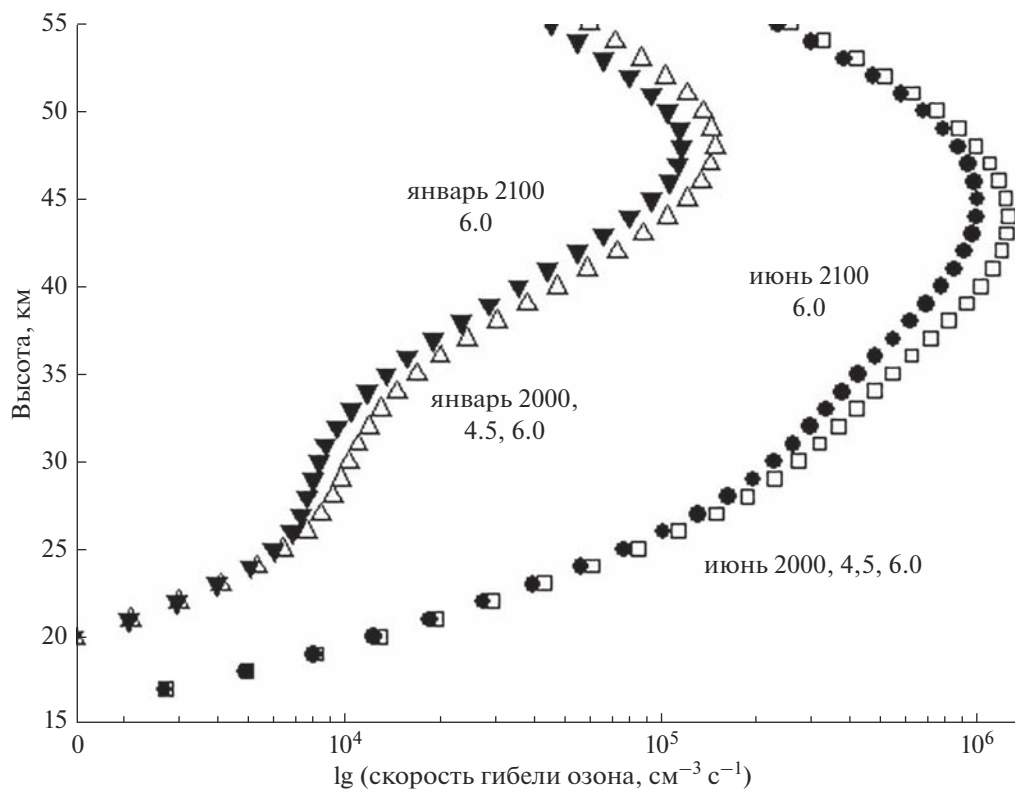


Рис. 1. Высотные профили логарифма суммарной скорости разрушения озона в O_x , HO_x , NO_x , ClO_x и BrO_x циклах для условий июня и января 2000-го и 2100-го годов, рассчитанные по сценариям IPCC RCP 4.5 и RCP 6.0.

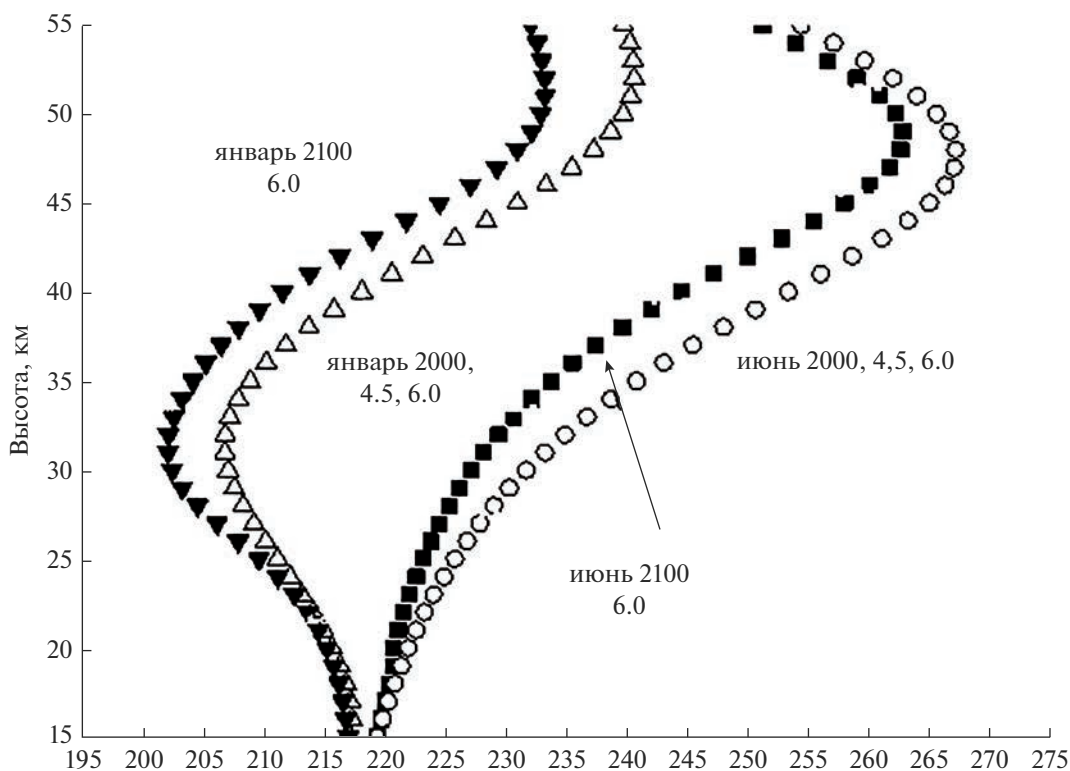


Рис. 2. Высотные профили температуры для условий июня и января 2000-го и 2100-го гг., рассчитанные по сценариям RCP 4.5 и RCP 6.0.

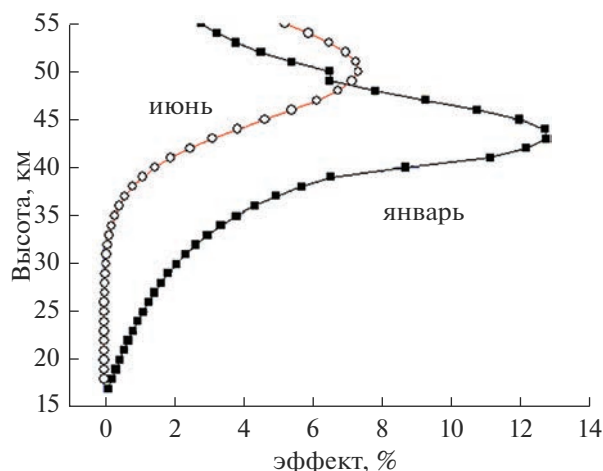


Рис. 3. Относительные (в %) влияние глобального потепления на атмосферное время жизни нечетного кислорода.

никовых газов в этих сценариях. Подчеркнем здесь, что в расчетах скорости гибели нечетного кислорода для 2100-го года изменялась только температура, а концентрации активных компонент, участвующих в каталитических циклах, оставались теми же, что и в 2000-м году. Это позволяет исключить влияние меняющегося со временем химического состава и оставить влияние исключительно меняющейся со временем температуры, т.е. глобального потепления.

Результаты расчетов относительного (в %) влияния глобального потепления на атмосферное время жизни нечетного кислорода показаны на рис. 3. Расчет эффекта производился по формуле (3):

$$\theta_x (\text{эффект}) = 100((\tau_{O_x, 2100} - \tau_{O_x, 2000}) / \tau_{O_x, 2000}), \quad (3)$$

где θ_x — относительное (в %) изменение атмосферного времени жизни нечетного кислорода в 2100-м году по сравнению с 2000-м годом в июне и январе месяце на широте 50° с.ш. в диапазоне высот 15–50 км, рассчитанное по сценариям RCP 4.5 или RCP 6.0.

Как это видно из данных представленных на рис. 3 и в январе, и в июне глобальное потепление приводит к увеличению атмосферного времени жизни нечетного кислорода, причем максимальный эффект (в январе) превышает 12%. Превышение объясняется, главным образом, тем, что в январе изменение температуры больше, чем в июне. Само же положительное влияние глобального потепления на атмосферное время жизни нечетного кислорода непосредственно следует из формулы (1), в которой скорость гибели озона стоит в знаменателе, а последняя, как известно, уменьшается в стратосфере из-за ее охлаждения

при глобальном потеплении. К сказанному можно добавить, что вычисленный эффект равен эффекту изменения скорости гибели озона в каталитических циклах, взятому в минус первой степени, поскольку никакие другие параметры в расчетах не участвовали.

ВЫВОДЫ

1. Рассчитана суммарная скорость разрушения озона (высоты 50–90 км) в каталитических циклах O_x , HO_x , NO_x , ClO_x и BrO_x в январе и июне 2000-го и 2100-го годов на широте 50° с.ш. в диапазоне высот 15–55 км.

2. По этим данным определено влияние глобального потепления на атмосферное время жизни нечетного кислорода, максимальный эффект которого превысил 12%.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена по Госзаданию ИНЭП ХФ им. В.Л. Тальрозе ФИЦ ХФ им. Н.Н. Семенова РАН АААА-0047-2019-0002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гущин Г.П. Дис. канд. физ.-мат. наук. Л.: Главная геофизическая обсерватория, 1968.
- Brasseur G.P., Solomon S. Aeronomy of the Middle Atmosphere. Dordrecht. Springer, 2005. P. 644.
- Chapman S. On Ozone and Atomic Oxygen in the Upper Atmosphere // Phil. Mag. 1930. V. 10. № 7. P. 369–383.
- Crutzen P.J. Ozone production rates in an oxygen-hydrogen-nitrogen oxide atmosphere // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. № 30. P. 7311–7327.
- Hampson J. Chemical Instability of the Stratosphere, paper presented at the International Association of Meteorology and Atmospheric Physics (IUGG) Symposium on Atmospheric Radiation (1964), Leningrad, USSR.
- <https://jplpldataeval.jpl.nasa.gov>.
- <http://tntcat.iiasa.ac.at:8787/RcpDb/dsd?Action=htmlpage&pag>.
- Jacob Daniel J. Introduction to Atmospheric Chemistry. Princeton: University Press, 1999. P. 274.
- Johnston H.S. Reduction of stratospheric ozone by nitrogen oxide catalysts from supersonic transport emissions // Science. 1971. V. 173. № 6. P. 517–522.
- Larin I.K. Odd oxygen and its atmospheric lifetime // Russian J. Physical Chemistry B. 2017. V. 11. № 2. P. 375–379.
- Larin I.K. Lifetime of Odd Oxygen // Russian J. Physical Chemistry B. 2019. V. 13. № 5. P. 867–873.
- Larin I.K. Chemical Physics of the Ozone Layer. RAS. Moscow, 2018. P. 256.
- Larin I.K., Kuskov M.L. Daytime and nighttime lifetimes atmospheric components // Russian Journal Physical Chemistry B. 2014. V. 8. № 2. P. 254–260.

- Shimazaki T.* Minor constituents in the middle atmosphere. Terra Scientific Publishing Company. Tokio. Japan, 1985. P. 442.
- Wofsy C., McElroy M.B.* HO, NO, and ClO: Their Role in Atmospheric Photochemistry // *Can. J. Chem.* 1974. V. 52. № 8. P. 1582–1591.
- Wofsy S.C., McElroy M.B., Yung Y.L.* Chemistry of the atmospheric bromine // *Geophys. Res. Lett.* 1975. V. 2. № 6. P. 215–218.
- Yung Y.L., Pinto J.P., Watson R.T., Sander S.P.* Atmospheric bromine and ozone perturbations in the lower stratosphere // *J. Atm. Sci.* 1980. V. 37. № 2. P. 339–353.

The Effect of Global Warming on the Atmospheric Lifetime of Odd Oxygen

I. K. Larin*

*Talroze Institute of Energy Problems of Chemical Physics, Russian Academy of Sciences,
Leninskii pr., 38, bild. 2, Moscow, 119334 Russia*

**e-mail: iklarin@narod.ru*

Data on the effect of global warming on the atmospheric lifetime of odd oxygen, O_x . The results obtained characterize the effect at latitude 50°C . in the altitude range of 15–55 km in January–June 2000–2100s, the data for calculations were obtained using the interactive radiation-chemical two-dimensional SOCRATES model, with which the total rate of O_x death in the O_x , HO_x , NO_x , ClO_x and BrO_x catalytic cycles, as well as the concentration of O_x equal to the sum of the concentrations of O_3 , $O(^3P)$ and $O(^1D)$ for the above conditions, which are necessary for calculating the lifetime of O_x , were preliminarily calculated. Scenarios of the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) were used as initial conditions for calculations using the SOCRATES model RCP 4.5 and RCP 6.0 for the above conditions.

Keywords: catalytic cycles, chemical families, chain process, the limiting stage of the chain process, the rate of chain continuation in the catalytic cycle

УДК 551.511.32+551.516.6

О ВЛИЯНИИ АТМОСФЕРНЫХ ИОНОВ НА ОБРАЗОВАНИЕ АЭРОЗОЛЯ В ТРОПОСФЕРЕ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

© 2023 г. А. Е. Алоян^а, *, А. Н. Ермаков^б, **, В. О. Арутюнян^а

^аИнститут вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, ул. Губкина, д. 8, Москва, 119333 Россия

^бИнститут энергетических проблем химической физики РАН им. В.Л. Тальрозе ФИЦ ХФ им. Н.Н. Семенова РАН, Ленинский пр., д. 38, корп. 2, Москва, 119334 Россия

*e-mail: ezmakr2010@yandex.ru

**e-mail: polclouds@yandex.ru

Поступила в редакцию 13.03.2023 г.

После доработки 07.04.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Построена новая математическая модель глобального переноса многокомпонентных газовых примесей и аэрозолей, включающая формирование в атмосфере сульфатных аэрозолей в обоих полушариях. Расчеты скоростей нуклеации и счетных концентраций частиц выполнялись применительно к зимнему периоду в тропосфере в рамках единой модели с учетом химических и кинетических процессов трансформации (фотохимия, нуклеация, конденсация/испарение и коагуляция). При этом наряду с бинарной нуклеацией паров серной кислоты и воды рассматривалось также образование зародышей частиц и с участием атмосферных ионов. Полученные результаты указывают на значимую роль процесса ионной нуклеации в формировании аэрозоля в Северном и Южном полушариях в зимнее время. Наряду с уровнем ионизации воздуха, факторами определяющими динамику ионных процессов и их влияние на пространственно-временное распределение аэрозольных частиц в атмосфере, являются температура, относительная влажность, а также содержание в воздухе паров серной кислоты и воды.

Ключевые слова: численная модель, атмосфера, аэрозоль ионная нуклеация, бинарная нуклеация

DOI: 10.31857/S000235152304003X, **EDN:** YMVGXF

ВВЕДЕНИЕ

Исследования формирования аэрозоля и мониторинг аэрозольных частиц в атмосфере остаются приоритетными задачами. Это вызвано участием частиц аэрозоля в рассеянии и поглощении солнечного излучения, а также в гетерогенных химических реакциях (ГХР), что сказывается как на климате, так и на содержании в воздухе малых примесей. Несмотря на важность климатообразующего потенциала аэрозольных частиц, их влияние на тепловой баланс атмосферы остается неопределенным [Lowe and MacKenzie, 2008; Akimoto, 2016]. Причины – большое разнообразие компонентов аэрозольных частиц, различия их морфологии [Zuend and Seinfeld, 2012] и др. В ряду атмосферных частиц ключевую роль в атмосфере играет сульфатный аэрозоль (СА), возникающий при совместной конденсации паров воды и серной кислоты и играющий роль ядер конденсации. На поверхности и в объеме СА в атмосфере происходят ГХР.

При разработке моделей атмосферы принципиально важен корректный учет динамики фор-

мирования СА в тропосфере и нижней стратосфере. Их образование представляет собой сложную сумму процессов нуклеации, конденсации/испарения, коагуляции с участием паров воды и серной кислоты, а также фотохимической трансформацией эмитируемых в атмосфере газовых примесей. Изменчивость динамики каждого из них при колебаниях метеоусловий приводит к изменению химического и фазового состава СА в атмосфере. При этом равновесие в дисперсной системе устанавливается достаточно медленно, и в расчетах динамики формирования частиц СА и прогноза их свойств необходимо использовать неравновесную функцию распределения частиц по размерам.

Ранее в [Aloyan, 2000; Алоян и др., 2012, 2018] нами сообщалось о построении трёхмерной модели переноса многокомпонентных газовых и аэрозольных микропримесей в Северном полушарии с учетом химических и кинетических процессов их трансформации, а также процессов бинарной нуклеации паров воды и серной кислоты, процессов конденсационного роста и коагуляции

частиц. Натурные эксперименты показывают, однако, что рассматриваемый механизм генерации зародышей вторичных частиц аэрозоля не объясняет нуклеационных всплесков их образования [Kirkby et al., 2011]. Внимание привлекают также процессы формирования аэрозольных частиц в атмосфере с участием атмосферных ионов. Цель данной работы — дополнить построенную авторами работы трёхмерную модель модулем процессов ионной нуклеации [Aloyan et al., 2021], для оценки влияния ионов на пространственно-временное распределение счетных концентраций сульфатного аэрозоля в атмосфере.

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ АЭРОЗОЛЯ

Модель глобального переноса многокомпонентных малых газовых примесей и аэрозолей и образования сульфатных аэрозолей в тропосфере и нижней стратосфере рассматривается применительно к сферической Земле в системе координат (λ, ψ, z) , где λ — долгота, ψ — дополнение до широты, z — высота. Основные уравнения для скорости изменения концентраций газовых примесей и аэрозолей имеют следующий вид [Aloyan, 2000; Алоян и др., 2012, 2018]:

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial C_i}{\partial x_j} = F_i^{\text{gas}} - P_i^{\text{nucl}} - P_i^{\text{ion-nucl}} - P_i^{\text{cond}} + P_i^{\text{chem}} + \frac{\partial}{\partial x_j} K_{ij} \frac{\partial C_i}{\partial x_j}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varphi_k}{\partial t} + (u_j - \delta_{j3} w_g) \frac{\partial \varphi_k}{\partial x_j} = F_i^{\text{aer}} + P_k^{\text{nucl}} + P_k^{\text{ion-nucl}} + P_k^{\text{cond}} + P_k^{\text{coag}} + P_i^{\text{chem}} + \frac{\partial}{\partial x_j} K_{ij} \frac{\partial \varphi_k}{\partial x_j}. \quad (2)$$

Здесь u_j ($j = \overline{1,3}$) ($u_1 = u, u_2 = v, u_3 = w$) ($x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$) — компоненты вектора скорости ветра в направлениях x, y, z соответственно; C_i ($i = 1, \dots, N_g$) — концентрация газовых веществ, φ_k ($k = 1, \dots, N_a$) — концентрация аэрозольных частиц соответствующей фракции, N_g и N_a — число газовых веществ и аэрозольных фракций соответственно, w_g — скорость гравитационного оседания; F_i^{gas} и F_i^{aer} — источники газовых веществ и аэрозолей; $P_i^{\text{nucl}}, P_i^{\text{ion-nucl}}, P_i^{\text{cond}}, P_i^{\text{coag}}, P_i^{\text{chem}}$ — операторы гомогенной и ионной нуклеации, конденсации, коагуляции и фотохимической трансформации соответственно.

Уравнения (1)–(2) рассматриваются в области $D_t = G \times [0, T]$, где $G = S \times [0, H]$, $S = \{(\lambda, \psi): 0 \leq \lambda \leq 2\pi, 0 \leq \psi \leq \pi\}$, H — верхняя граница расчетной области. На боковых границах задаются условия периодичности всех функций по долготе, а на полюсах предполагается ограниченность функций

по ψ . Начальные условия (при $t = 0$) задаются в следующем виде:

$$C(x, y, z) = C_i^b(x, y, z), \quad (3)$$

$$\varphi(x, y, z) = \varphi^b(x, y, z). \quad (4)$$

На боковых границах области для функций задаются следующие краевые условия:

$$C|_{\Omega} = C^b, \quad \varphi|_{\Omega} = \varphi^b \quad \text{при } u_n < 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial C}{\partial n}|_{\Omega} = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial n}|_{\Omega} = 0, \quad \text{при } u_n \geq 0. \quad (6)$$

Здесь Ω — боковая поверхность, n — внешняя нормаль к Ω , u_n — нормальная компонента вектора скорости, C^b, φ^b — фоновые концентрации газовых веществ и аэрозолей соответственно.

Уравнения переноса и трансформации многокомпонентных газовых примесей и аэрозолей в атмосфере решались в границах заданной расчетной области. На поверхности земли ($z = h$) поглощение газовых примесей рассчитывалось с учетом суммы аэродинамического сопротивления, квазиламинарного сопротивления приземного слоя, молекулярной диффузии и сопротивления поверхностному осаждению.

Для задания краевого условия на первом расчетном уровне (на верхней границе приземного слоя атмосферы) $z = h$, сопротивление вхождению примеси на поверхности земли задавалось суммой трех слагаемых: аэродинамического сопротивления r_a , квазиламинарного сопротивления приземного слоя r_b , возникающего вследствие молекулярной диффузии вблизи Земли, и поверхностного сопротивления r_c , обусловленного поверхностным осаждением. Потоки примесей в приземном слое атмосферы рассматривались в виде:

$$v \frac{\partial C_i}{\partial z} = \frac{1}{r_a + r_b + r_c} (C_i - C_{i,\text{surf}}) - \text{для газа}, \quad (7)$$

$$v \frac{\partial \varphi_k}{\partial z} = \frac{\varphi_k - \varphi_{k,\text{surf}}}{r_a + r_b + r_c} + w_g \varphi_k - \text{для аэрозоля}, \quad (8)$$

где $r_b = \frac{2}{\kappa u_*} \left(\frac{S_c}{\text{Pr}} \right)^{2/3}$, $S_c = 1.5 \times 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, $\text{Pr} = 0.71$ — число Прандтля, u_* — динамическая скорость.

Аэродинамическое сопротивление вычислялось по формуле, приведенной в [Алоян, 2008]. Коэффициент поверхностного сопротивления r_c над сушей определяется из модели, описывающей перенос примесей в почве и деятельном слое океана с одновременным использованием потоков

на разделе атмосфера–почва и атмосфера–океан. Для определения коэффициентов горизонтального и вертикального турбулентного обмена используется метод, предложенный в [Kurihara and Televa, 1974].

Ионная нуклеация

Эксперименты показывают [Ferguson, 1979; Froyd and Lovejoy, 2003], что в процессе ионной нуклеации участвуют по преимуществу отрицательные ионы, что связано с известным “предпочтением знака” [Kusaka et al., 1995]. В присутствии в воздухе паров H_2SO_4 ионы $\text{NO}_3^-(\text{HNO}_3)_x(\text{H}_2\text{O})_y$ преобразуются в кластерные ионы HSO_4^- , рост размеров которых в процессах кластеризации и рекомбинации с противоионами приводит, в конечном итоге, к зародышам аэрозольных частиц. Скорость нуклеации (J_{ion}) рассчитывается при этом как поток частиц, проходящих через критический размер зародыша (r_{cr}). Одновременно возникающие в воздухе нейтральные кластеры, включающие молекулы серной кислоты и воды, коагулируют как с нейтральными, так и с отрицательно заряженными кластерами. При этом их захват нейтральными аэрозольными частицами ведет к снижению J_{ion} [Yu, 2010].

Применение в трехмерных численных моделях этого алгоритма нахождения J_{ion} встречает, однако, большие сложности в виду необходимости использования огромных вычислительных ресурсов. Поэтому для определения скорости нуклеации, зависящей от концентрации серной кислоты, температуры, относительной влажности, скорости ионизации и площади поверхности предшествующих частиц в данной модели применяется параметризация J_{ion} от этих параметров [Yu, 2010]. Подробное описание модели ионной нуклеации и алгоритме нахождения ее скорости приведено в работе [Yu, 2010].

Модель фотохимической трансформации

В качестве предшественников частиц вторичного аэрозоля рассматривались процессы фотоокисления эмитируемых с поверхности серосодержащих компонентов антропогенного и биогенного происхождения, в том числе эмитируемого океанами диметилсульфида (CH_3SCH_3). Всего учитывалось 72 индивидуальных газовых компонента [Алоян и др., 2018].

Ядра конденсации

Для описания пространственно-временной изменчивости в атмосфере концентраций ядер конденсации и спектра размеров в расчетах использовались 20 дискретных интервалов от ≈ 3.5 нм до

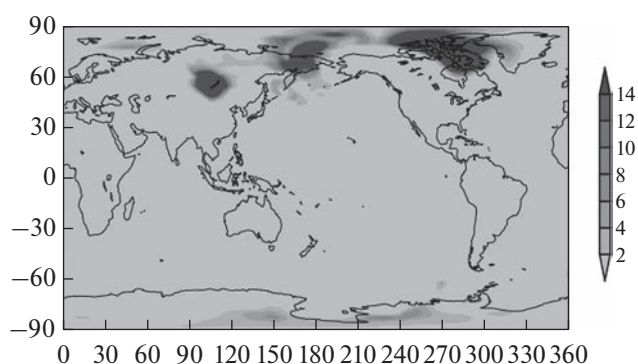


Рис. 1. Глобальное распределение скоростей ионной нуклеации ($\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$) спустя 18 ч. после инициализации модели. Высота над подстилающей поверхностью 4.2 км, зимнее время (январь 2002 г.).

0.58 мкм. Отметим, что по данным натурных экспериментов счетная концентрация ядер конденсации изменяется по высоте в пределах от ~ 10 до нескольких сотен частиц в 1 см^3 [Hofmann, 1990]. При этом считалось, что ядра конденсации представляют собой инертные частицы, превращающиеся в сульфатный аэрозоль лишь при оседании молекул серной кислоты и воды или захвата мелких частиц сульфатного аэрозоля, возникающих в процессах нуклеации. Распределение концентрации ядер конденсации задавалось в диапазоне от 0.18 до $9.98 \times 10^8 \text{ м}^{-3}$ [Алоян, 2008]. Суммарная удельная поверхность ядер конденсации в начальный момент составила $\approx 0.26 \text{ мкм}^2/\text{м}^3$. По данным [Yu, 2010] это сводит к минимуму их влияние на динамику ионной нуклеации.

Численные эксперименты выполнялись применительно к обоим полушариям в разных географических точках в зимнее время в Северном полушарии при следующих входных параметрах. Число уровней по вертикали – 20 (от 100 до 46000 м). В численных экспериментах вычислялись скорость бинарной нуклеации паров H_2O и H_2SO_4 , необходимая для нуклеации пороговая концентрация H_2SO_4 , критический размер кластера, а также временная изменчивость функции распределения частиц по размерам. Метеорологическая информация заимствовалась из базы данных Европейского центра по среднесрочным прогнозам (ECMWF) для января 2002 г.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

На рис. 1–3 приводятся результаты расчетов пространственной изменчивости в атмосфере скоростей ионной нуклеации паров воды и серной кислоты. Эти данные для высот 4.2, 7.2 и 10.4 км и зимнего времени отвечают картине спустя 18 часов после инициализации модели. Близкие картины пространственного распределения

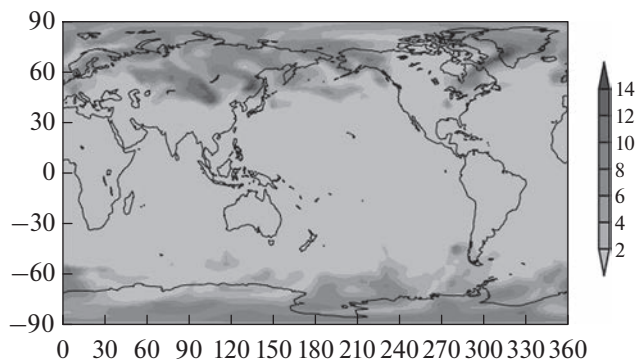


Рис. 2. Глобальное распределение скоростей ионной нуклеации ($\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$) спустя 18 ч. после инициализации модели. Высота над подстилающей поверхностью 7.2 км, зимнее время (январь 2002 г.).

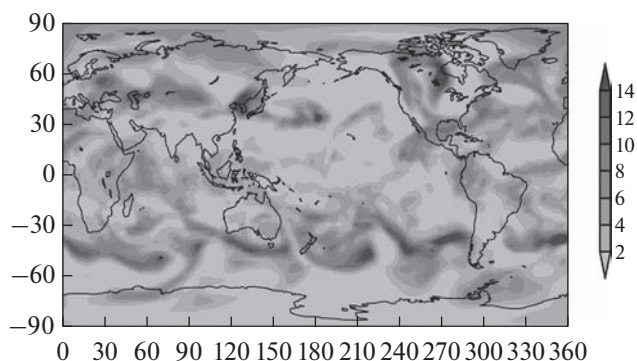


Рис. 3. Глобальное распределение скоростей ионной нуклеации ($\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$) спустя 18 ч. после инициализации модели. Высота над подстилающей поверхностью 10.4 км, зимнее время (январь 2002 г.).

J_{ion} наблюдаются и спустя 6, и 12 ч после инициализации модели, что говорит об установлении близкого к стационарному пространственно-временному распределению J_{ion} в атмосфере.

Из данных расчетов следует, что J_{ion} характеризуется значительная пространственная неоднородность. Так, на высоте 4.2 км образование зародышей частиц с участием ионов осуществляется лишь над районами, располагающимися над озером Байкал, районами Камчатки, а также над регионами, занимающими северо-восток и северо-запад Американского континента. В пределах областей локализации этого процесса в атмосфере скорость генерации в них зародышей меняется более, чем на порядок величины. Появление этих контрастов говорит о высокой чувствительности процесса ионной нуклеации к изменениям метеословий, уровню ионизации и инсоляции, содержанию примесей в атмосфере и т.д. Несмотря на высокий уровень ионизации воздуха и низкие температуры, области образования зародышей

частиц на этой высоте не обнаруживаются в атмосфере над Арктикой и Антарктидой, что говорит о недостатке серосодержащих примесей антропогенного и естественного происхождения в воздухе этих регионов.

При подъеме над подстилающей поверхностью характер неоднородности распределения J_{ion} заметно изменяется. В противовес описанному выше на высоте 7.2 км области протекания процесса ионной нуклеации занимают практически всю атмосферу и над Арктикой, и над Антарктикой. При этом в пределах этих областей также просматриваются ощутимое различие J_{ion} . При дальнейшем подъеме до 10.4 км генерация зародышей частиц в процессе ионной нуклеации, захватывают практически всю атмосферу при одновременном снижении различий J_{ion} в очагах формирования зародышей частиц, свидетельствуя, таким образом, о почти равномерном участии ионов в процессе нуклеации на этой высоте.

Причины выявленной неоднородности пространственного распределения J_{ion} видятся в изменчивости температуры, относительной влажности, содержании в воздухе паров серной кислоты и воды, а также различиях уровня ионизации. Так, влияние ионизации на J_{ion} отчетливо проявляется на высоте 7.2 км в локализации областей генерации зародышей частиц над Арктикой и Антарктикой, см. рис. 2, т.е. в областях с максимальным уровнем ионизации воздуха [Yu, 2010]. Влияние загрязнения атмосферы парами серной кислоты, возникающими при окислении диоксида серы, диметилсульфата и других серосодержащих компонентов в наибольшей степени прослеживается на высоте 4.2 км над районами, прилегающими к озеру Байкал, а также располагающимися на Камчатке, северо-востоке и северо-западе Американского континента. И это вопреки снижению уровня ионизации при движении от полюса к экватору [Yu, 2010] и относительно высокие по меркам зимы температуры, что указывает на преимущественно антропогенное происхождение загрязнения атмосферы выбросами диоксида серы и других компонентов в перечисленных районах. Влияние температуры на динамику ионной нуклеации отчетливо проявляет себя на высоте 10.4 км, т.е. в условиях самых низких температур. Из данных расчета, см. рис. 3, следует, что на этой высоте генерация зародышей частиц с участием ионов занимает, практически всю атмосферу. При этом их образование в очагах характеризует слабо выраженные различия J_{ion} .

Подытоживая вышесказанное можно утверждать, что в тропосфере и особенно в нижней ее части, т.е. в условиях относительно высоких температур в зимнее время решающим фактором в динамике формирования зародышей частиц в нуклеации является, по-видимому, влияние заря-

да комплексного ионов на термическую стабильность кластеров. В тоже время в верхней тропосфере, т.е. в условиях низких температур, решающим оказывается влияние заряда ионов на стабильность кластеров из-за дефицита влажности воздуха. Так, несмотря на интенсивную ионизацию воздуха в высоких широтах в Северном полушарии наблюдается заметный спад J_{ion} , по мере подъема над подстилающей поверхностью, что связано с резким снижением концентрации паров воды в атмосфере до $\approx 10^7 \text{ см}^{-3}$. В Северном полушарии это приводит к тому, что на высоте 10.4 км, например, величина $J_{\text{ion}} \approx 2 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. В тоже время содержание паров воды в зимнее время в Южном полушарии на полтора порядка выше, что приводит к гораздо более высоким значениям J_{ion} .

На рис. 4–6 показан вид рассчитанных в работе распределений счетных концентраций аэрозольных частиц различных размеров (от 3.5 до $\approx 60 \text{ нм}$) спустя 18 часов после инициализации модели на высоте 4.2 км. Наряду с образованием здесь частиц аэрозоля над Байкальским регионом просматриваются также обширные области их формирования над Севером РФ (Баренцево и Карское моря), над Норвежским морем и над Скандинавией, а также над регионами, охватывающими северо-восток и северо-запад Американского континента. Образование аэрозольных частиц в этих регионах, начинающееся на высотах $\approx 2 \text{ км}$, см. также [Yu et al., 2010] отчетливо просматривается и на высоте 4.2 км. При этом образование частиц в Байкальском регионе вызвано высокой антропогенной нагрузкой и, как результат, высокими концентрациями паров серной кислоты ($\geq 5 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$). Благоприятствуют ионной нуклеации и достаточно низкие температуры и достаточно высокий уровень относительной влажности воздуха (0.6–0.7), что в совокупности приводит к уровню пороговых концентраций паров серной кислоты на порядок более низких, чем их содержание над данным регионом. С подобной ситуацией встречаемся, рассматривая результаты расчетов над северо-востоком и северо-западом Американского континента. В то же время возникновение частиц на этой высоте, прослеживаемое над Якутией, Камчаткой и Сахалином, а также над акваториями Чукотского, Берингово и Охотского морей, наблюдается в условиях низкой инсоляции и невысокого содержания серосодержащих примесей в атмосфере. Формирование частиц в этих областях обязано в основном транспорту оксидов серы и сопровождающих его процессов окисления и последующей нуклеацией, что вызывается в зимнее время низкими температурами (220–245 K) и высокой относительной влажностью воздуха (≥ 0.65).

Наблюдаемый в расчетах прирост концентрации присутствующей в наибольшей концентрации частиц первой моды вызван генерацией в

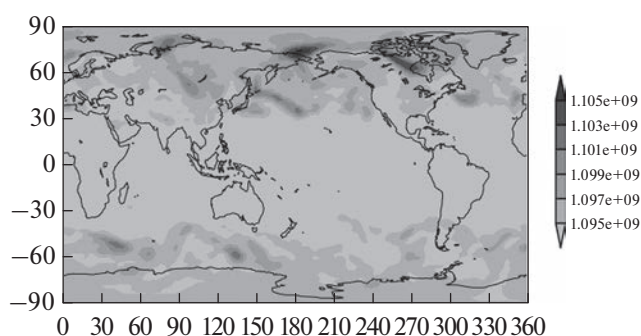


Рис. 4. Глобальное распределение счетных концентраций частиц вторичного аэрозоля размером 3.5 нм спустя 18 ч после инициализации модели. Высота над подстилающей поверхностью 4.2 км, зимнее время (январь 2002 г.).

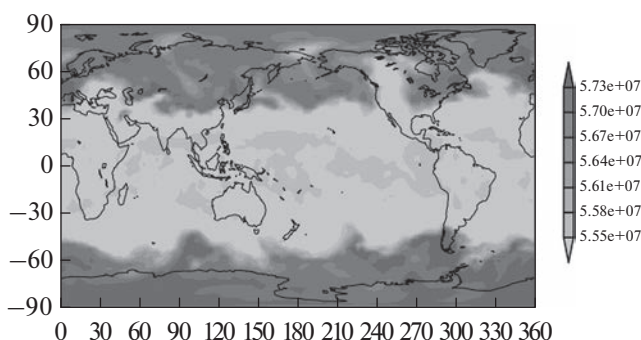


Рис. 5. Глобальное распределение счетных концентраций частиц вторичного аэрозоля размером 25.8 нм спустя 18 ч после инициализации модели. Высота над подстилающей поверхностью 4.2 км, зимнее время (январь 2002 г.).

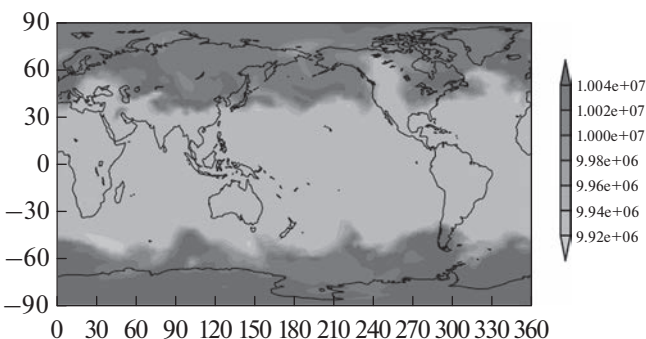


Рис. 6. Глобальное распределение счетных концентраций частиц вторичного аэрозоля размером 60.7 нм спустя 18 ч после инициализации модели. Высота над подстилающей поверхностью 4.2 км, зимнее время (январь 2002 г.).

процессах нуклеации паров воды и серной кислоты мельчайших новых частиц и их захватом ядрами конденсации. Этот захват новых частиц сопровождается ростом размеров ядер конденсации. Одновременно с этим ядрами конденсации захватываются из воздуха молекулы серной кислоты и воды, что также ведет к росту размеров частиц первой моды. Результативно оба эти процесса, а также участие частиц первой моды в коагуляционных процессах, ведет к переходу частиц из первой моды (3.5 нм) во вторую (25.8 нм) и последующие (третью моду 60.7 нм) моды частиц [Kurihara and Televa, 1974]. На рис. 5–6 наблюдается также прирост концентраций частиц с первой по третью моду над Арктикой, что связано с участием ионов в процессе образования частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты расчетов распределения счетной концентрации вторичного сульфатного аэрозоля в зимнее время. Расчеты выполнялись для сферической атмосферы с применением физически полной модели глобального переноса многокомпонентных газовых примесей и аэрозолей в региональном масштабе и сопутствующих физико-химических процессах. Наряду с бинарной нуклеацией паров воды и серной кислоты в расчетах принималась во внимание и их нуклеация с участием атмосферных ионов. Найдено, что ключевыми факторами, определяющими влияние ионов на пространственное распределение аэрозольных частиц в атмосфере, являются уровень ионизации, а также температура, относительная влажность и содержание в воздухе паров воды и серной кислоты. Показано, что влияние атмосферных ионов на распределение аэрозольных частиц прослеживается в нижней тропосфере. Так, на высоте 4.2 км образование зародышей частиц с участием ионов осуществляется лишь над районами, располагающимися над озером Байкал, районами Камчатки, а также над регионами, занимающими северо-восток и северо-запад Американского континента. В пределах областей локализации этого процесса в атмосфере скорость генерации в них зародышей меняется более чем на порядок величины.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований 19-05-50007 (Микромир), а также при финансировании Госзаданий ИВМ РАН и ИНЭП ХФ РАН им. В.Л. Тальрозе (тема АААА-0047-2018-0012).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алоян А.Е. Моделирование динамики и кинетики газовых примесей и аэрозолей в атмосфере. М.: Наука, 2008. 415 с.
- Алоян А.Е., Ермаков А.Н., Арутюнян В.О. Формирование сульфатных аэрозолей в тропосфере и нижней стратосфере // Исследование возможной стабилизации климата с помощью новых технологий. М.: Росгидромет, 2012. С. 75–98.
- Алоян А.Е., Ермаков А.Н., Арутюнян В.О. Аэрозоль в верхней тропосфере и нижней стратосфере. Сульфатные частицы в северных широтах // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31. № 2. С. 136–142.
- Akimoto H. Atmospheric Reaction Chemistry, Springer, 2016.
- Aloyan A.E. Mathematical modeling of the interaction of gas species and aerosols in atmospheric dispersive systems // Russ. J. Num. Anal. Math. Model. 2000. V. 15(1–4). P. 211–224.
- Aloyan A.E., Yermakov A.N., Arutyunyan V.O. Modeling the influence of ions on the dynamics of formation of atmospheric aerosol // Izv. Atmos. Ocean Phys. 2021. V. 57. № 1. P. 104–109.
- Ferguson E.E. Ion–molecule reactions in the atmosphere // Kinetics of Ion–Molecule Reactions, Ed. by P. Ausloos, Springer, Boston, 1979. P. 377–403.
- Froyd K.D., Lovejoy E.R. Experimental thermodynamics of cluster ions composed of H_2SO_4 and H_2O . 1. Positive ions // J. Phys. Chem. A 2003. V. 107. № 45. P. 9800–9811.
- Hofmann D.J. Measurement of the concentration nuclei profile to 31 km in the Arctic in January and comparison with Antarctic measurements // Geophys. Res. Lett. 1990. V. 17. № 4. P. 357–360.
- Kirkby J., Curtius J., Almeida J. et al. Role of sulphuric acid ammonia and Galactic cosmic rays in atmospheric aerosol nucleation // Nature. 2011. V. 476. P. 429–433.
- Kurihara Y., Televa R.E. Structure of tropical cyclone developed in three-dimensional numerical simulation model // J. Atmos. Sci. 1974. V. 31. № 5. P. 893–919.
- Kusaka I., Wang Z.-G., Seinfeld J.H. Ion-induced nucleation: A density functional approach // J. Chem. Phys. 1995. V. 102. № 2. P. 913–924.
- Lowe D., MacKenzie R. Review of polar stratospheric cloud microphysics and chemistry // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2008. V. 70. № 1. P. 13–40.
- Yu F. Ion-mediated nucleation in the atmosphere: Key controlling parameters, implications, and look-up table // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. D03206.
- Yu F., Luo G., Bates T.S. et al. Spatial distributions of particle number concentrations in the global troposphere: Simulations, observations, and implications for nucleation mechanisms // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. D17205.
- Zuend A. and Seinfeld J.H. Modeling the gas-particle partitioning of secondary organic aerosol: the importance of liquid-liquid phase separation // Atmos. Chem. Phys. 2012. V. 12. № 9. P. 3857–3882.

On the Influence of Atmospheric Ions on Aerosol Formation: Numerical Modeling

A. E. Aloyan^{1, *}, A. N. Yermakov^{2, **}, and V. O. Arutyunyan¹

¹*Marchuk Institute of Numerical Mathematics, Russian Academy of Sciences, ul. Gubkina, 8, Moscow, 119333 Russia*

²*Institute of Energy Problems of Chemical Physics, Russian Academy of Sciences,
Leninskii pr., 38, bild. 2, Moscow, 119334 Russia*

**e-mail: ezmakr2010@yandex.ru*

***e-mail: polclouds@yandex.ru*

A new mathematical model of the global transport of multicomponent gas impurities and aerosols has been constructed, including the formation of sulfate aerosols in the atmosphere in both hemispheres. Calculations of the nucleation rates and particle number concentrations were performed for the winter period in the troposphere using a unified model that takes into account chemical and kinetic transformation processes (photochemistry, nucleation, condensation/evaporation, and coagulation). Binary nucleation of sulfuric acid and water vapor was coupled with new-particle formation due to atmospheric ions. The numerical results indicate a significant role of ion nucleation in aerosol formation in the Northern and Southern hemispheres in winter. The factors controlling the dynamics of ionic processes in the atmosphere and their influence on the spatio-temporal distribution of aerosol particles involve not only the level of air ionization but also temperature, relative humidity, and the content of sulfur and water vapor in the air. At a height of 4.2 km, the formation of particle nuclei with the participation of ions occurs only over the Lake Baikal and Kamchatka regions as well as the regions of the northeast and northwest of the American continent. Within the regions of localization of this process in the atmosphere, the rate of new particle generation varies by more than an order of magnitude.

Keywords: numerical model, atmosphere, aerosol, ion nucleation, binary nucleation

УДК 551.510.413.2, 551.510.412

СОПОСТАВЛЕНИЕ СПУТНИКОВЫХ И НАЗЕМНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА В СЛОЕ ТРОПОСФЕРЫ В ОКРЕСТНОСТЯХ САНКТ-ПЕТЕРБУРГА

© 2023 г. Я. А. Виrolайнен^{a, *}, Г. М. Неробелов^{a, b}, А. В. Поляков^a

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

^bСПб ФИЦ РАН — Научно-исследовательский центр экологической безопасности Российской академии наук,
ул. Корпусная, 18, Санкт-Петербург, 197110 Россия

*e-mail: yana.virolainen@spbu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2023 г.

После доработки 20.04.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Мониторингу содержания тропосферного озона в мировой науке в последнее время уделяется значительное внимание, так как озон в тропосфере является одновременно и парниковым, и загрязняющим газом. Также он играет важную роль в различных химических и фотохимических процессах. Для оценки качества и валидации данных спутниковых измерений глобального распределения озона можно использовать различные наземные измерения. Временные ряды содержания озона в слое тропосферы 0–8 км, полученные из данных спектральных измерений спутникового прибора IASI с использованием двух различных алгоритмов (IASI_LATMOS и IASI_LISA), а также из совместных измерений приборами IASI и GOME-2 (IASI-GOME2) были сопоставлены с данными наземных измерений на станции NDACC St. Petersburg, полученными с помощью Фурье-спектрометра Bruker IFS 125HR (FTIR) за период 2009–2021 гг. IASI_LISA и IASI-GOME2 в среднем завышают наземные измерения озона в слое 0–8 км на 9.8 и 5.1%, соответственно; между данными IASI_LATMOS и FTIR систематических различий нет. Стандартные отклонения разностей между наземными измерениями и данными IASI_LISA и IASI_LATMOS не превышают 12–13%, для данных IASI-GOME2 они составляют 24.5%. Лучше всего данные наземных и спутниковых измерений согласованы в весенний и летний период. Наземные и спутниковые измерения IASI_LATMOS показывают наличие статистически значимого отрицательного тренда в содержании озона в слое 0–8 км в окрестностях Санкт-Петербурга за период 2012–2021 гг., составляющего $-0.71 \pm 0.35\%$ в год и $-0.60 \pm 0.21\%$, соответственно.

Ключевые слова: тропосферный озон, ИК Фурье-спектроскопия, IASI, Bruker 125HR, валидация спутниковых данных

DOI: 10.31857/S0002351523040144, **EDN:** YQGTXP

ВВЕДЕНИЕ

Изменение климата Земли является одной из важнейших проблем современности. Согласно докладу Всемирной Метеорологической Организации (WMO, 2022), в 2022 году средняя глобальная температура была на 1.15°C выше доиндустриальных значений. Восемь лет с 2015 по 2022 гг. являются самыми теплыми в серии за всю историю наблюдений. Результаты расчетов ряда моделей оценивают величину радиационного воздействия общего содержания озона в тропосфере (далее по тексту — ТО) как $+(0.40 \pm 0.20)$ Вт м^{-2} (IPCC, 2013), его вклад в глобальное потепление, по различным оценкам, составляет от нескольких процентов до десятков процентов (Кароль и др., 2012). Большой разброс оценки вклада ТО в радиационное воздействие вызван как неопределенностью в оцен-

ке самих доиндустриальных значений озона, так и недостаточностью знаний о современном состоянии пространственного распределения ТО (Wu et al., 2007).

Локальная информация о ТО может быть получена с помощью озонозондирования. В базе данных WOUDC (<https://woudc.org/home.php>) представлены данные нескольких десятков наземных станций, проводящих эпизодически или периодически запуски озонозондов. На отдельных наземных станциях профили содержания озона в тропосфере периодически или в ходе измерительных кампаний измеряются с помощью лидарного метода (см., например, [Trickl et al., 2020]) и метода обращения Umkehr, использующего спектрофотометры Брюера и Добсона [Gaudel et al., 2018]. Кроме того, ТО в безоблач-

ные 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]. В этой сети представлена единственная российская станция St. Petersburg, расположенная в кампусе Санкт-Петербургского государственного университета (СПбГУ) в Петергофе и оснащенная ФС Bruker IFS 125HR. Измерения содержания озона в различных слоях тропосферы проводятся с 2009 года [Виролайнен и др., 2015, 2023].

Глобальное распределение ТО в настоящее время получают с помощью таких спутниковых приборов как IASI (Infrared Atmospheric Sounding Interferometer) [Boynard et al., 2018; Dufour et al., 2012, 2015] и TROPOMI (TROPOspheric Monitoring Instrument) [Hubert et al., 2021]. Кроме того, содержание озона в тропосфере может быть получено с помощью совместных измерений несколькими приборами, например, IASI и GOME-2 (Global Ozone Monitoring Experiment) [Cuesta et al., 2013], GOME и OMI (Ozone Monitoring Instrument) [Liu et al., 2005], OMI и MLS (Microwave Limb Sounder) [Ziemke et al., 2006]. Спутниковые измерения требуют регулярной валидации с данными опорных наземных измерений (см., например, [Fioletov et al., 2008; Loew et al., 2017]).

В работе [Dufour et al., 2012] данные измерений ТО IASI, полученные по трем различным алгоритмам, в том числе лабораторий LATMOS (далее – IASI_LATMOS) и LISA (далее – IASI_LISA), были провалидированы за 2008 год по измерениям озонозондов на нескольких десятках станций в средних и низких широтах (всего 390 пар измерений). Отметим, что в зимний период в средних широтах спутниковые измерения менее информативны относительно ТО (0.7 степеней свободы сигнала относительно озона против 1.0 летом). В среднем по всем сопоставлениям в средних широтах (320 дней сопоставлений) спутниковые измерения превышают озонозондовые на 1.6% (0.6 е.Д.) со стандартными отклонениями разностей (COP) 15.3% (5.5 е.Д.) (IASI_LATMOS) и на 2.6% (1.0 е.Д.) с COP в 16% (6.1 е.Д.) (IASI_LISA).

В работе [Boynard et al., 2018] измерения ТО IASI_LATMOS за период 2008–2017 гг. были сопоставлены с данными озонозондирования на 56 станциях и FTIR-измерениями на 6 станциях сети IRWG-NDACC. Средние разности (CP) для станций NDACC-IRWG менялись от –14.3% (–4 е.Д.) до +1.4% (+0.5 е.Д.), COP составили 8.5–13.8% (2.5–3.9 е.Д.). Кроме того, в сопоставлении с FTIR измерениями ТО был обнаружен отрицательный дрейф спутниковых данных, со-

ставивший 4–15% за декаду, в зависимости от станции. Таким образом, для разных локаций оценки согласованности спутниковых и наземных измерений различны. При сопоставлении с озонозондовыми измерениями в Северном полушарии статистически значимый дрейф в –8.61% за декаду был обнаружен за период 2008–2016 гг. За период 2011–2016 гг. отрицательный дрейф уже был статистически незначим, т.е. возможно, что начиная с 2011 г. дрейф в спутниковых данных отсутствует, однако это требует проверки для более длинных рядов данных.

В работе [Cuesta et al., 2013] данные совместных измерений приборов IASI и GOME-2 были проинтерпретированы для получения информации о содержании озона в различных слоях атмосферы, в том числе и в слое тропосферы. Результаты были провалидированы по озонозондовым данным за лето 2009 года на 10 станциях в Европе. CP составили 0.1% (0.01 е.Д.) и COP = 19.2% (4.3 е.Д.) для содержания озона в слое 0–6 км и CP = –1.7% (–0.73 е.Д.) и COP = 14% (6.2 е.Д.) для содержания озона в слое 0–12 км.

В работе [Виролайнен и др., 2015] анализировались ряды измерений озона в слое тропосферы 0–12 км за 2009–2012 гг. Эти ряды были сопоставлены с данными измерений ФС IASI, полученными по алгоритмам лаборатории LISA. За 157 дней наблюдений было показано, что наземные измерения превышают спутниковые на 1.6 е.Д. (3.4%) при COP = 7.8 е.Д. (17%). В летнее полугодие CP возрастали до 4.5 е.Д., а COP уменьшались до 4.2 е.Д., в зимнее полугодие, спутниковые измерения превышали наземные на 6.7 е.Д. при росте величин COP до 9.6 е.Д. В дальнейшем, методика определения профилей озона как по наземным измерениям, так и по спутниковым была модифицирована. Кроме того, в рамках проекта TOAR (<https://igacproject.org/activities/TOAR>), посвященного исследованиям тропосферного озона, а также на сети станций NDACC-IRWG научный интерес сместился в сторону более близких к поверхности слоев, поэтому в настоящей работе мы в качестве ТО рассматриваем содержание озона в слое 0–8 км.

В работе [Виролайнен и др., 2023] были представлены ряды наземных ИК-измерений ТО на станции St. Petersburg (далее – FTIR), полученные по усовершенствованной методике интерпретации спектральных данных для периода 2009–2022 гг., подробно рассмотрена фильтрация данных на основании различных критериев и приведены средние случайные и систематические погрешности единичных измерений ТО. В настоящей работе эти ряды впервые и за длительный период сопоставлены с данными измерений ФС IASI на борту спутника MetOp-A, полученными с помощью трех различных алгоритмов:

IASI_LATMOS, IASI_LISA и данными совместных измерений IASI и прибора GOME-2 (далее — IASI-GOME2), расположенных на спутнике MetOp-B. Данные IASI_LATMOS и IASI-GOME2 находятся в открытом доступе. Ранее доступная спутниковая информация о суммарном содержании озона в слое тропосферы 0–8 км не была проанализирована и провалидирована на территории России.

1. ДАННЫЕ ИЗМЕРЕНИЙ ТРОПОСФЕРНОГО ОЗОНА И МЕТОДИКА ИХ СОПОСТАВЛЕНИЙ

2.1. Наземные FTIR-измерения

Наблюдательная станция NDACC St. Petersburg (59.88° N, 29.82° E, 20 м над уровнем моря) оснащена спектральным комплексом на основе ФС Bruker IFS 125HR, который измеряет прошедшее через атмосферу солнечное излучение в ИК-диапазоне спектра (650–5400 см⁻¹). Из-за климатических и погодных условий (измерения проводятся только в ясные солнечные дни или в больших разрывах облаков) число дней измерений в среднем составляет около 70 в год, большинство из них относится к весенне-летнему периоду. Данный метод измерений ТО позволяет проводить валидацию спутниковых данных, полученных в безоблачных условиях. Детали методики обработки спектральных измерений для получения информации о содержании ТО описаны в работах [Виролайн и др., 2015, 2023]. В настоящей работе мы использовали данные версии V009 (<https://www-air.larc.nasa.gov/missions/ndacc/data.html#>), подробно описанные в работе [Виролайн и др., 2023]. Все полученные результаты подвергались предварительному отбору в соответствии со следующими критериями. Из последующего анализа исключались измерения содержания озона, для которых число степеней свободы сигнала относительно содержания озона DOFS не превышало 3.5, что заведомо отсекало те измерения, для которых величина DOFS для озона в слое атмосферы 0–8 км меньше 1. Величина DOFS рассчитывалась как след матрицы усредняющих ядер дистанционного метода [Rodgers, 2000, стр. 37, формула (2.80)]. Кроме того, были также отфильтрованы результаты, для которых величина спектральной невязки (суммарной среднеквадратической разностью между рассчитанными и измеренными спектрами) составила больше 2% от среднего сигнала. Это позволило отсеять измерения с неудовлетворительными результатами решения обратной задачи. Отметим также, что спектры, в которых отношение сигнал / шум составляло меньше 50, не были приняты в расчет изначально.

Вертикальные профили содержания озона в слоях (partial columns) на высотной сетке из

49 уровней (от 0 до 120 км) были получены при интерпретации спектральных измерений с помощью программного кода PROFFIT [Hase et al., 2004], который используется также и на ряде других станций NDACC. Для расчета содержания озона в слое 0–8 км профили содержания озона были просуммированы (13 слоев). Всего за 850 дней измерений в 2009–2022 гг. были получены более 5 тысяч отдельных измерений ТО, которые мы осреднили за первую половину дня (с 9 до 14 часов местного времени), чтобы временное рассогласование с данными спутниковых измерений не превышало 6 часов. В работе [Виролайн и др., 2015] представлен бюджет теоретических оценок случайных и систематических погрешностей измерения содержания озона в различных слоях атмосферы, которые рассчитываются с помощью матриц ошибок, включенных в программный код PROFFIT. Анализ погрешностей определения содержания озона в слое 0–8 км для версии FTIR-измерений V009 подробно рассмотрен в работе [Виролайн и др., 2023]. Отметим, что средняя по рассматриваемому ансамблю случайная погрешность отдельного измерения ТО составила $1.9 \pm 0.4\%$, систематическая погрешность — $3.9 \pm 0.7\%$, суммарная погрешность с учетом погрешностей “сглаживания” составляет около 10%. В работе [Garcia et al., 2012] аналогичные FTIR-измерения ТО были сопоставлены с данными озонзондирования. Погрешности измерений, полученные из сопоставлений с озонзондами совпали с теоретическими оценками погрешностей измерений ТО и составили минимально 7% (при применении усредняющих ядер FTIR-метода к профилям озонзондирования).

2.2. Спутниковые измерения IASI

Приборы IASI (Infrared Atmospheric Sounding Interferometer) [Clerbaux et al., 2009], находящиеся на борту полярных спутников серии MetOp (-A, -B, -C), были разработаны для измерения собственного излучения системы Земля-атмосфера в тепловом ИК диапазоне спектра (645–2760 см⁻¹), используя надирную геометрию измерений. Спутник находится на солнечно-синхронной орбите с пересечением экватора на нисходящем полувитке (descending node) в 7:50 (MetOp-A) и в 9:31 (MetOp-B, -C) местного астрономического времени. Для сопоставления с данными наземных измерений использовались только данные измерений при наличии солнечного излучения (как правило, утренние), т.к. их точность несколько выше, поскольку они более чувствительны к изменению озона в нижних слоях атмосферы [Dufour et al., 2015, Wespes et al., 2016]. Измерения при наличии солнечного излучения отбирались исходя из величины зенитного угла Солнца меньшего 90°.

2.2.1. Спутниковые измерения IASI_LATMOS

Данные измерений 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/>). Для анализа доступны результаты измерения профилей содержания озона между различными уровнями давления, соответствующими вертикальной сетке с шагом в ~1 км. Для получения содержания ТО мы брали все профили озона, измеренные в радиусе 200 км от станции St. Petersburg, суммировали их до высоты, соответствующей ~8 км (9 слоев) и затем осредняли за день. Поскольку измерения прибором IASI не зависят от наличия солнечного излучения, всего за 2009–2021 гг. данные по ТО в районе Санкт-Петербурга были получены за 3800 дней, что в несколько раз больше, чем число наземных измерений ТО, получаемых из измерений прямого солнечного излучения. Погрешности единичных измерений ТО с учетом случайной и систематической компонент, а также погрешности сглаживания в слое 0–8 км (поверхность – 300 мбар) для данных IASI оцениваются в ~15% [Boynard et al., 2018].

2.2.2. Спутниковые измерения IASI_LISA

Набор данных по тропосферному озону IASI_LISA предоставлен сотрудниками лаборатории LISA. Методика интерпретации спектральных измерений основана на алгоритме решения обратной задачи KOPRAFIT [Dufour et al., 2012, 2015]. Этот продукт используется для научных целей, поэтому он недоступен публично, данные по ТО, включавшие в себя медианные значения ТО, полученные в радиусе 2 градуса от станции St. Petersburg, были получены непосредственно от разработчиков алгоритма. Отметим, что предоставленные величины ТО были сосчитаны интегрированием профилей отношения смеси на вертикальной сетке с шагом 100 м в слое 0–8 км. За период 2009–2017 гг. таких измерений было около 2200. Погрешность единичных измерений ТО оценивается в ~15% [Dufour et al., 2012].

2.3. Спутниковые измерения IASI-GOME2

Для получения данных IASI-GOME2 разработчиками алгоритма использовались совместные измерения теплового излучения атмосферы и поверхности в ИК-диапазоне (IASI) и солнечного излучения в УФ-диапазоне спектра (GOME-2) (Daily IASI + GOME2/Metop-B LISA ozone (O3) L2 product, доступен на сайте <https://iasi.aeris-data.fr/catalog/>). Спектрометр GOME-2 находится на

спутнике MetOp-B и измеряет отраженное системой атмосфера-поверхность солнечное УФ-излучение в 4 различных каналах области 240–790 нм [Cai et al., 2012]. Подробная схема решения обратной задачи с использованием данных двух приборов описана в работе [Cuesta et al., 2013]. В частности, авторы данных отбирают только те спектральные измерения GOME-2, когда покрытие облаками не превышает 30%. Исходные данные на сайте представлены в виде профилей отношения смеси на сетке высот с шагом в 1 км. Для использования в дальнейшем мы отбирали профили озона, измеренные в радиусе 200 км от станции, интегрировали их методом трапеций по давлению (до высоты 8 км – 9 уровней) и затем осредняли за день. За период 2016–2021 гг. измерения ТО этим методом получены за 1675 дней. Точность определения ТО, полученная на основе сопоставления с данными озонзондирования, составляет 16% при использовании усредняющих ядер спутникового метода для ухудшения вертикального разрешения данных озонзондирования и 20% при непосредственном сопоставлении ТО из спутниковых и озонзондовых данных [Cuesta et al., 2013].

2.4. Методика анализа и сопоставления различных данных измерений

Для анализа информации о ТО из различных источников данных мы использовали как все имеющиеся ряды данных, отобранные в соответствии с критериями, указанными выше (для оценок трендов, сезонной изменчивости), так и согласованные по дням измерения пары: наземные-спутниковые измерения ТО (для валидации спутниковых данных).

Оценка трендов рядов данных ТО выполнялась с использованием алгоритма, описанного в работе [Polyakov et al., 2021]. Этот алгоритм основан на аппроксимации сезонной изменчивости рядом Фурье, что позволяет учитывать пробелы в рядах данных, не вызывая разрывов функции сезонного хода. Оценка ширины доверительных интервалов выполнялась с использованием метода bootstrap resampling, дающим надежные оценки для распределенных не по нормальному закону данных [Gardiner et al., 2008].

Сезонный ход ТО для каждого набора данных был получен путем осреднения всех имеющихся данных за тот или иной месяц. Доверительный интервал (ДИ) с уровнем доверия 95% для среднемесячных значений определялся с использованием t -критерия Стьюдента по формуле (1):

$$\text{ДИ} = \bar{x} \pm t \frac{\sigma}{\sqrt{N}}. \quad (1)$$

Здесь $\bar{x}$ – среднее значение, σ – стандартное отклонение, N – число реализаций.

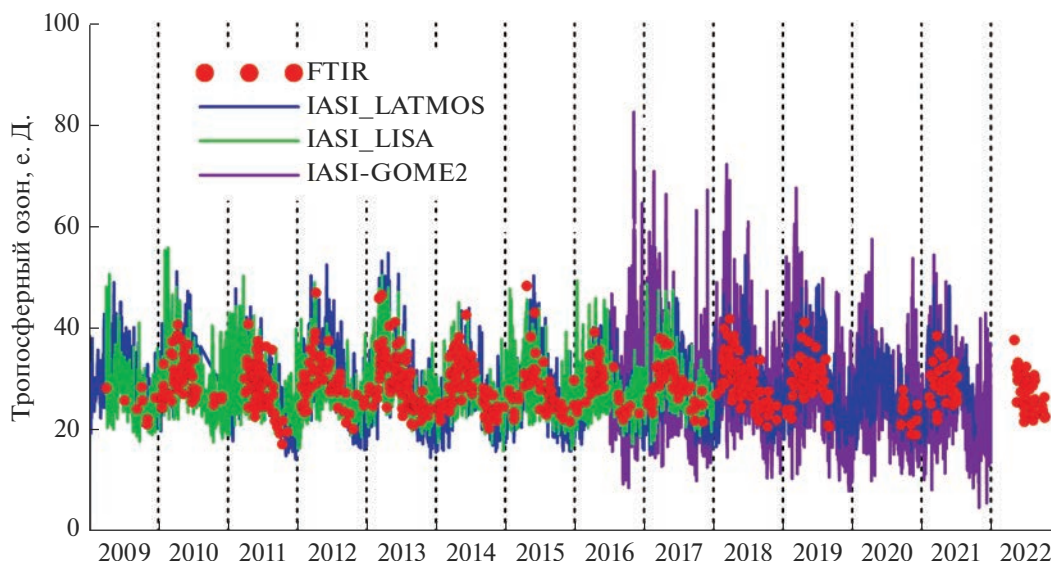


Рис. 1. Временные ряды измерений ТО различными методами на станции St. Petersburg за 2009–2022 гг.

Для валидации спутниковых измерений для каждого из наборов спутниковых данных составлялся набор пар: спутниковый ТО и наземный ТО, синхронизированные по одному и тому же дню измерений. Поскольку длительность различных спутниковых измерений ТО разная, то число сопоставляемых пар для каждого из наборов спутниковых данных различается. Для оценки спутниковых измерений ТО использовались средние разности (СР) и стандартные отклонения разностей (СОП), полученные по формулам (2):

$$\begin{aligned} \text{СР} &= 100\% \frac{x_{\text{FTIR}} - x_{\text{IASI}}}{x_{\text{FTIR}}}, \\ \text{СОП} &= \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (100\%(x_{\text{FTIR}} - x_{\text{IASI}})/x_{\text{FTIR}} - \text{СР})^2}{N}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Кроме того, для оценки связей между сериями наземных и спутниковых измерений ТО использовался коэффициент корреляции (КК). ДИ с уровнем доверия 95% для КК рассчитывался с использованием t -критерия Стьюдента в соответствии с формулой (3):

$$\text{ДИ}_{\text{КК}} = \text{КК} \pm t \sqrt{\frac{1 - \text{КК}^2}{N - 2}}. \quad (3)$$

Для оценки статистической значимости средних разностей также использовался ДИ в соответствии с формулой (1), только в качестве стандартного отклонения использовались величины СОП.

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1 представлены временные ряды ТО по данным из всех рассматриваемых источников. Данные FTIR доступны за период 2009–2022 гг., данные IASI_LATMOS доступны для периода: январь 2009–июль 2021 гг., данные IASI_LISA доступны для периода: 2009–2017 гг., данные IASI-GOME2 – для периода: июль 2016–декабрь 2021 гг. В среднем все данные демонстрируют примерно одинаковый сезонный ход с максимумом в весенне-летний период и минимумом в осенне-зимний период и схожие значения средних величин содержания ТО. Данные IASI-GOME2 отличаются наибольшей изменчивостью, при этом изменчивость уменьшается со временем, что может косвенно свидетельствовать об улучшении согласованности в работе двух приборов, чьи данные используются для получения величин ТО. В целом, все спутниковые измерения дают большие величины изменчивости ТО, чем наземные.

На рис. 2 представлена изменчивость сезонного хода ТО в виде среднемесячных величин для каждого набора данных. Для каждого значения среднемесячной величины ТО также на рисунке приведены величины ДИ с уровнем доверия 95% – см. формула (1)). Все среднемесячные значения ТО совпадают друг с другом в границах доверительного интервала только в марте и октябре.

Наилучшее согласие сезонного хода наблюдается между измерениями FTIR и IASI_LISA, за исключением мая, ноября и зимних месяцев. Зимой среднемесячные величины IASI_LISA выше, чем наземные. Это может быть связано с меньшей информативностью и большими погрешностями спутниковых измерений при наличии снежного по-

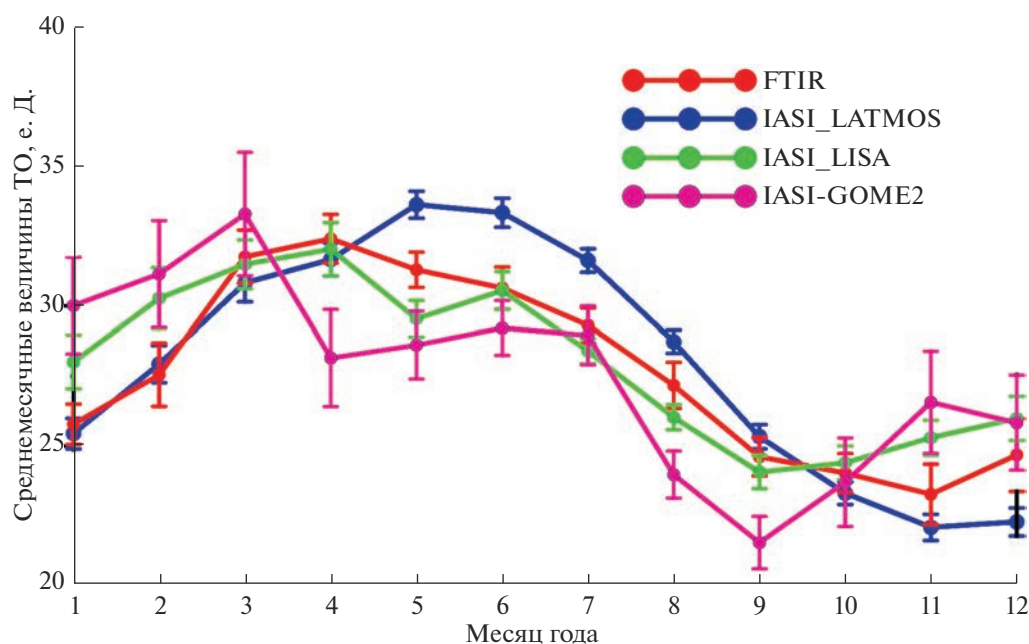


Рис. 2. Сезонный ход TO (среднемесячные значения и их погрешности) на станции St. Petersburg, полученный по различным данным.

крова [Dufour et al., 2012; Boynard et al., 2018]. Максимум сезонного хода в обоих случаях приходится на март-апрель, что связано с сезонным ходом общего содержания озона в Санкт-Петербурге [Виролайнен и др., 2023]. Кроме того, для обоих методов наблюдается наличие вторичного максимума в июне, связанного с возможной генерацией озона в нижних слоях атмосферы при высоких температурах и наличии достаточного количества солнечного излучения. В работе [Vigouroux et al., 2015] рассмотрен сезонный ход TO на некоторых других станциях IRWG-NDACC, для всех рассмотренных станций максимум TO также приходится на весенние месяцы.

Максимум сезонного хода по данным IASI_LATMOS смещен относительно двух предыдущих ансамблей на конец мая — начало июня, при этом в первые 4 месяца года и в осенние месяцы среднемесячные величины IASI_LATMOS совпадают в пределах доверительного интервала с данными наземных измерений. В конце весны и летом спутниковые TO превышают наземные, что может быть связано с меньшей информативностью алгоритма, используемого для обработки спутниковых измерений, относительно нижних слоев атмосферы. Поскольку при интерпретации спектральных измерений на получаемые величины TO влияет как априорная информация, так и информация о тропосферном озоне, содержащаяся в измеренных спектрах, то при недостаточности последней, априорная информация о TO может преобладать. Отметим, что в работе [Wespes et al., 2016] представлены графики сезонного хода TO

по данным IASI_LATMOS в различных широтных интервалах. Для области широт 50–70 градусов Северного полушария максимум сезонного хода также приходится на май и июнь. Можем предположить, что задаваемая при решении обратной задачи априорная информация для различных сезонов, в частности, летом связанная с генерацией озона, может не соответствовать условиям фоновой станции St. Petersburg с учетом локальных погодных условий.

Сезонный ход TO по данным IASI-GOME2 несколько отличается от сезонного хода по другим данным. Ярко-выраженный максимум приходится на март, однако в апреле, в отличие от других данных, среднемесячная величина TO уменьшается с 33 е.Д. до 28 е.Д., далее оставаясь практически неизменной до июля, после чего резко падает до 22 е.Д. в сентябре и снова начинает рост. Такие результаты могут быть связаны как с небольшой длиной выборки (4.5 года), взятой для осреднения, так и в большей степени с большой погрешностью получаемых величин TO в первые годы измерений. Значения TO по измерениям IASI-GOME2 для станции St. Petersburg в соседние дни первых нескольких лет измерений могут различаться в 2–3 раза, что не соответствует естественной изменчивости содержания озона в слое 0–8 км. Анализ сезонного хода TO по данным IASI-GOME2 для отдельных лет с 2016 по 2021 гг. показывает, что к 2021 году он становится похожим на средний сезонный ход по данным наземных измерений FTIR, демонстрируя характерный максимум весной-летом и минимум осенью.

Таблица 1. Оценки трендов содержания ТО в районе Санкт-Петербурга и границы доверительного интервала этих оценок за период 2012–2021 гг.

Метод	Оценка тренда, % в год
FTIR	-0.71 ± 0.35
IASI_LATMOS	-0.60 ± 0.21

Причины такого изменения неясны, в данных не содержится информации о смене методики или алгоритмов расчета ТО.

Для расчетов оценок трендов мы выбрали период 2012–2021 гг., т.к., во-первых, по данным работы [Boynard et al., 2018] в измерениях IASI_LATMOS при сравнении с данными озонзондирования после 2011 г. уже не наблюдается статистически значимого отрицательного дрейфа, а, во-вторых, в первые годы FTIR-измерений прибор еще настраивался, и много измерений за 2009–2011 гг. не прошли предварительного отбора после фильтрации (см. подраздел 2.1). Таким образом, в табл. 1 представлены полученные оценки трендов ТО за 2012–2021 гг. для наземных FTIR-измерений и спутниковых измерений IASI_LATMOS. Оценки трендов приведены вместе с границами ДИ на уровне значимости 95%. Оба метода демонстрируют наличие статистически значимого (с достоверностью 95%) примерно одинакового (с учетом границ ДИ: от -0.36 до -1.06% в год по наземным измерениям и от -0.39 до -0.81% в год по спутниковым данным) отрицательного тренда в величинах суммарного содержания озона в слое 0–8 км в районе Санкт-Петербурга.

Отрицательный тренд ТО также отмечается в последнем докладе IPCC в районах высоких широт [Szora et al., 2021; Vigoroux et al., 2015] за период с 1995 (99) до 2012 гг. также обнаружили статистически значимый отрицательный тренд для станций NDACC средних и высоких широт Северного полушария. Отметим также, что оценка тренда, приведенная в работе [Виролайн и др., 2023] для периода 2009–2022 гг. составила $-0.34 \pm 0.22\%$ в год. С учетом границ ДИ для обеих оценок различие между этими оценками не является статистически значимым, таким образом, можно заклю-

чить, что и для всего периода измерений (2009–2022 гг.) и для части этого периода (2012–2021 гг.) сохраняется наличие статистически значимого отрицательного тренда в величинах содержания озона в слое тропосферы 0–8 км по данным наземных FTIR-измерений.

На рис. 3 приведены диаграммы рассеяния между наземными и спутниковыми данными по ТО. За исключением отдельных дней измерений, наиболее плотно вдоль прямой лежат данные FTIR и IASI_LISA. Данные FTIR и IASI_LATMOS также представлены компактно, ближе к единичной прямой, хотя для спутниковых данных характерны более высокие значения ТО в ряде случаев. Данные FTIR и IASI-GOME2 сильнее всего рассеяны друг относительно друга, одним и тем же величинам ТО из наземных измерений соответствуют совершенно разные величины ТО из спутниковых измерений.

В табл. 2 собраны статистические характеристики согласования наземных и спутниковых данных: СР с границами доверительных интервалов (формула 1), СОР (формулы 2) и КК с границами доверительных интервалов (формула (3)). Также в таблице приведены средние по сопоставляемым ансамблям величины ТО, границы их доверительного интервала, а также их естественная изменчивость. Отметим, что наибольшая изменчивость в получаемых величинах ТО (30%) наблюдается для данных IASI-GOME2 (см. рис. 1), для данных, полученных по другим алгоритмам, изменчивость ТО не превышает 20%. Изменчивость же наземных измерений ТО составляет 15%.

Больше всего дней сопоставления имеется для пар данных FTIR-IASI_LATMOS, для них же получен и наибольший коэффициент корреляции КК (0.75). Корреляции наземных измерений с данными IASI_LISA также высоки (КК = 0.73), но между ансамблями наблюдается статистически значимое систематическое различие – спутниковые данные занижают наземные примерно на 10%, что может быть вызвано, в том числе, и различными методами расчета ТО (данные IASI_LATMOS и FTIR представлены в виде профилей содержания озона в слоях, данные IASI-GOME-2 в виде профилей отношения смеси,

Таблица 2. Статистические характеристики согласованности наземных и спутниковых данных измерений тропосферного озона: N – число пар, $\bar{x}$ – средние, σ – изменчивость, СР – средняя разность, СОР – стандартное отклонение разностей, КК – коэффициент корреляции. Границы ДИ приведены для 96% уровня значимости

Данные	N	$\bar{x}$, е.Д.	σ , е.Д.	СР, %	СОР, %	КК
IASI_LATMOS	664	29.3 ± 0.4	5.7	-0.2 ± 1.0	12.9	0.75 ± 0.05
FTIR		29.2 ± 0.4	4.6			
IASI_LISA	424	26.8 ± 0.5	5.0	$+9.8 \pm 1.1$	11.8	0.73 ± 0.07
FTIR		29.7 ± 0.4	4.5			
IASI-GOME2	235	27.6 ± 1.1	8.5	$+5.1 \pm 3.1$	24.5	0.55 ± 0.08
FTIR		29.1 ± 0.6	4.3			

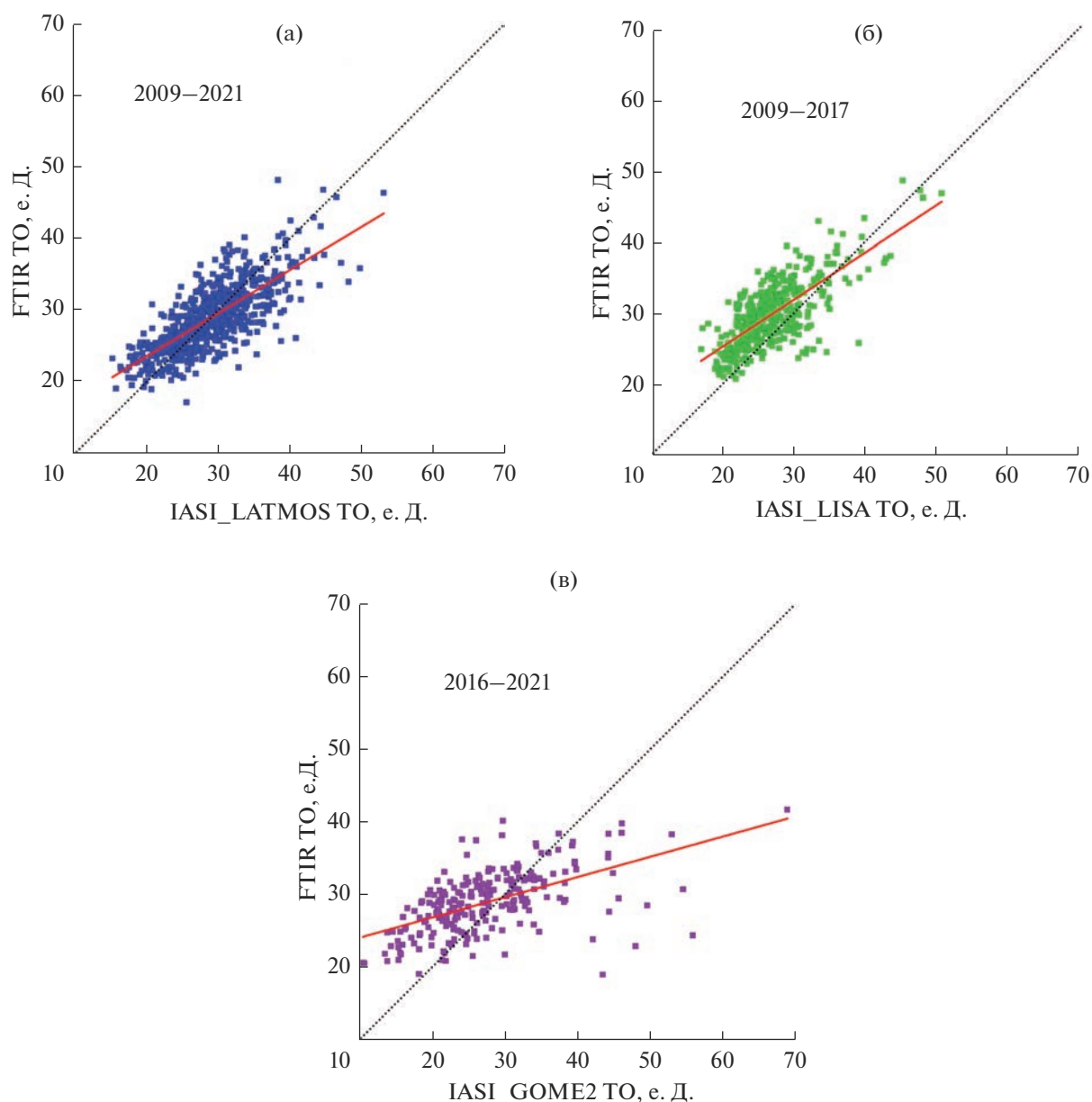


Рис. 3. Диаграмма рассеяния для величин ТО, измеренных наземным методом и спутниковыми: (а) – IASI_LATMOS, (б) – IASI_LISA, (в) – IASI-GOME2.

данные IASI – в виде готовых величин ТО), а также различиями в вертикальном разрешении методов и границами слоев, по которым происходит интегрирование (суммирование) профилей. Величина COP для пар FTIR-IASI_LATMOS и FTIR-IASI_LISA не превышает погрешностей измерения ТО дистанционными методами, что говорит о том, что ряды данных хорошо согласованы между собой. Величина COP для пар FTIR-IASI-GOME2 больше суммарных погрешностей измерений ТО отдельными методами. Таким образом, мы можем заключить, что данные IASI-GOME2 плохо согласованы с данными наземных измерений.

Анализ согласованности данных спутниковых и наземных измерений для разных сезонов (см. табл. 3) показал существенную зависимость согласованности измерений от времени года. В табл. 3 приведены данные аналогичные данным табл. 2, но с разделением по сезонам и только для наборов пар ТО: FTIR-IASI_LATMOS и FTIR-IASI_LISA. Лучшее согласие спутниковых ТО с данными наземных измерений наблюдается весной и летом. В эти же сезоны имеется больше всего пар измерений, поскольку солнечная погода, необходимая для FTIR-измерений, наблюдается преимущественно весной и летом. Осенью и зимой число пар относительно мало, так что досто-

Таблица 3. То же, что и в табл. 2, но для различных сезонов

Сезон	Данные	N	$\bar{x}$, е.Д.	σ , е.Д.	СР, %	COP, %	КК
Весна	IASI_LATMOS	275	31.6 ± 0.6	5.4	$+0.7 \pm 1.5$	12.6	0.67 ± 0.09
	FTIR		31.8 ± 0.5	4.1			
	IASI_LISA	177	28.4 ± 0.8	5.7	$+12.1 \pm 1.7$	11.6	0.75 ± 0.12
	FTIR		32.4 ± 0.6	4.1			
Лето	IASI_LATMOS	200	30.4 ± 0.6	4.1	-2.9 ± 1.4	10.3	0.69 ± 0.10
	FTIR		29.6 ± 0.5	3.6			
	IASI_LISA	139	27.2 ± 0.6	3.4	$+9.0 \pm 1.4$	8.4	0.75 ± 0.11
	FTIR		29.9 ± 0.6	3.7			
Осень	IASI_LATMOS	101	22.9 ± 0.7	3.5	$+4.8 \pm 2.7$	13.5	0.44 ± 0.18
	FTIR		24.1 ± 0.5	2.5			
	IASI_LISA	60	21.9 ± 0.5	2.1	$+10.5 \pm 2.3$	8.9	0.45 ± 0.23
	FTIR		24.4 ± 0.5	2.0			
Зима	IASI_LATMOS	88	27.0 ± 1.2	5.6	-2.3 ± 3.7	17.3	0.59 ± 0.17
	FTIR		26.4 ± 0.7	3.3			
	IASI_LISA	48	26.1 ± 1.4	4.7	$+0.9 \pm 5.2$	17.8	0.24 ± 0.29
	FTIR		26.3 ± 0.6	2.0			

верность статистических оценок согласованности наземных и спутниковых измерений ТО невелика. Тем не менее, в зимнее время наблюдается удовлетворительное согласие между парами: FTIR-IASI_LATMOS. Весной и зимой нет статистически значимой систематической разницы в этих парах измерений, в то же время летом данные IASI_LATMOS превышают наземные измерения ТО на 3%.

Судя по величине COP для различных сезонов лучше всего согласованы между собой пары FTIR-IASI_LISA летом ($COP = 8.4\%$). Хотя наблюдается систематическое занижение данных наземных измерений в данных IASI_LISA, они хорошо описывают изменчивость ТО в летний период. Зимой же пары FTIR-IASI_LISA можно считать полностью несогласованными.

3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

За период с апреля 2009 по октябрь 2022 г. с помощью измерений ФС Bruker IFS 125HR в течение 850 солнечных дней на станции NDACC St. Petersburg были получены данные о содержании озона в слое 0–8 км.

Наземные измерения содержания ТО (FTIR) были сопоставлены с данными спутниковых измерений приборами IASI и GOME-2, работающими на спутниках серии MetOp. Спутниковые данные были получены по трем методикам: IASI_LATMOS (2009–2021), IASI_LISA (2009–2017) (только данные прибора IASI) и IASI-GOME-2 (2016–2021) (с использованием данных двух приборов).

Сопоставление пар данных показало, что данные IASI_LISA и IASI-GOME2 в среднем превышают наземные измерения ТО на 9.8 и 5.1%, соот-

ветственно, между данными IASI_LATMOS и FTIR систематических отличий нет. Стандартные отклонения разностей между наземными ТО и данными IASI_LISA и IASI_LATMOS не превышают 12–13% и находятся в пределах суммарных погрешностей измерений ТО разными методами, что говорит о том, что данные наземных и спутниковых измерений хорошо согласованы между собой. Стандартные отклонения разностей при сопоставлении наземных измерений с данными IASI-GOME2 составляют 24.5%, что превышает оценки погрешности отдельных измерений ТО, таким образом, в целом данные IASI-GOME2 плохо согласованы с данными наземных FTIR-измерений.

Данные наземных FTIR-измерений и спутниковых измерений IASI_LATMOS показывают наличие статистически значимого отрицательного тренда в содержании озона в слое тропосферы 0–8 км в окрестностях Санкт-Петербурга. За период 2012–2022 гг. оценка тренда составила $-0.71 \pm 0.35\%$ в год по данным наземных измерений и $-0.60 \pm 0.21\%$ в год по данным спутниковых наблюдений. Эти оценки соответствуют независимым исследованиям для станций средних и высоких широт Северного полушария.

Весной и летом, в период наблюдения повышенных относительно среднегодовых величин ТО, наилучшее согласие с наземными данными с точки зрения описания изменчивости ТО в районе Санкт-Петербурга наблюдается для алгоритма IASI_LISA.

Данные оперативной обработки IASI_LATMOS в среднем (за исключением описания сезонного хода с максимумом в мае-июне в отличие от максимума наземных ТО в марте-апреле) хорошо согласуются с наземными измерениями в Петерго-

фе ($KK = 0.75$) и могут быть использованы как для анализа климатологических средних, так и для исследования краткосрочных вариаций содержания TO .

Измерения TO , полученные из данных двух приборов IASI и GOME2 для окрестностей Санкт-Петербурга продемонстрировали сильную изменчивость, различную в разные года, и расхождение с наземными измерениями TO , превышающее суммарные погрешности отдельных методов, что не позволяет рекомендовать эти данные для анализа пространственно-временной изменчивости TO , по крайней мере, в средних широтах и фоновых условиях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Наземные спектроскопические измерения 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/>. Авторы благодарят AERIS за обеспечение доступа к данным IASI; ULB-ATMOS и LISA за разработку методик измерения озона; Eumetsat/AC SAF за создание готового продукта и сотрудников LISA за предоставление в 2018 г. данных по тропосферному озону. Данные измерений IASI_LATMOS и IASI-GOME-2 доступны на сайте <https://iasi.aeris-data.fr/catalog/>, данные FTIR-измерений — на сайте <https://www-air.larc.nasa.gov/missions/ndacc/data.html>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Виролайнен Я.А., Тимофеев Ю.М., Поберовский А.В., Еременко М., Дюфор Г. Определение содержания озона в различных слоях атмосферы с помощью наземной Фурье-спектроскопии // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 2. С. 191–200.
- 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. 2023. Т. 59. № 3. С. 336–345.
- Boynard A., Hurtmans D., Garane K., Goutai F., Hadji-Lazaro J., Koukoulis M.E., Wespes C., Vigouroux C., Keppens A., Pommerehne 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.
- Clerbaux C., Boynard A., Clarisse L., George M., Hadji-Lazaro J., Herbin H., Hurtmans D., Pommier M., Razavi A., Turquety S., Wespes C., Coheur P.-F. Monitoring of atmospheric composition using the thermal infrared IASI/MetOp sounder // Atmos. Chem. Phys. 2009. № 9. P. 6041–6054.
- 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.
- Dufour G., Eremenko M., Griesfeller A., Barret B., Le Flochmoën 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.
- Dufour G., Eremenko M., Cuesta J., Doche C., Foret G., Beekmann M., Cheiney A., Wang Y., Cai Z., Liu Y., Takigawa M., Kanaya Y., Flaud J.-M. Springtime daily variations in lower-tropospheric ozone over east Asia: the role of cyclonic activity and pollution as observed from space with IASI // Atmos. Chem. Phys. 2015. V. 15. № 18. P. 10839–10856.
- Fioletov V.E., Labow G., Evans R., Hare E.W., Köhler U., McElroy C.T., Miyagawa K., Redondas A., Savvastouk V., Shalamyansky A.M., Staehelin J., Vanicek K., Weber M. Performance of the ground-based total ozone network assessed using satellite data // J. Geoph. Res. 2008. V. 113. D14313.
- García O.E., Schneider M., Redondas A., González Y., Hase F., Blumenstock T., Sepúlveda E. Investigating the long-term evolution of subtropical ozone profiles applying ground-based FTIR spectrometry // Atmos. Meas. Tech. 2012. V. 5. № 11. P. 2917–2931.
- Gardiner T., Forbes A., de Mazière M., Vigouroux C., Mahieu E., Demoulin P., Velasco V., Notholt J., Blumenstock T., Hase F., Kramer I., Sussmann R., Stremme W., Mellqvist J., Strandberg A., Ellingsen K., Gauss M. Trend analysis of greenhouse gases over Europe measured by a network of ground-based remote FTIR instruments // Atmos. Chem. Phys. V. 8. № 22. P. 6719–6727.
- 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., Ebojite F., Foret G., Garcia O., Granados-Muñoz M.J., Hannigan J.W., Hase F., Hassler B., Huang G., Hurtmans D., Jaffé D., Jones N., Kalabokas P., Kerridge B., Kulawik S., Latter B., Leblanc T., Le Flochmoën E., Lin J., Liu J., Liu X., Mahieu E., McClure-Begley A., Neu J.L., Osman M., Palm M., Petetin H., Petropavlovskikh I., Querel R., Rappoe 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.
- Hase H., Hannigan J.W., Coffey M.T., Goldman A., Hoepfner M., Jones N.B., Rinsland C.P., Wood S.W. Intercomparison of retrieval codes used for the analysis of high-resolution, ground-based FTIR measurements // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 2004. V. 87. № 1. P. 25–52.
- Hubert D., Heue K.-P., Lambert J.-C., Verhoelst T., Allaart M., Compennolle 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., Piders 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 ozone-sondes, GOME-2B and OMI // *Atmos. Meas. Tech.* 2021. V. 14. № 12. P. 7405–7433.
- 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 p.
- Liu X, Chance K, Sioris C.E., Spurr R.J.D., Kurosu T.P., Martin R.V., Newchurch M.J. Ozone profile and tropospheric ozone retrievals from the Global Ozone Monitoring Experiment: Algorithm description and validation // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. № D20. P. D006240.
- Loew A., Bell W., Brocca L., Bulgin C.E., Burdanowitz J., Calbet X., Donner R.V., Ghent D., Gruber A., Kaminski T., Kinzel J., Klepp C., Lambert J.-C., Schaepman-Strub G., Schröder M., Verhoelst T. Validation practices for satellite-based Earth observation data across communities // *Rev. Geophys.* 2017. V. 55. P. 779–817.
- Polyakov A., Poberovsky A., Makarova M., Virolainen Y., Timofeyev Y., Nikulina A. Measurements of CFC-11, CFC-12, and HCFC-22 total columns in the atmosphere at the St. Petersburg site in 2009–2019 // *Atmos. Meas. Tech.* 2021. V. 14. № 8. P. 5349–5368.
- Rodgers C.D. *Inverse Methods for Atmospheric Sounding: Theory and Practice*. Singapore: World Scientific Publishing, 2000. 243 p.
- Šzopa S., Naik V., Adhikary B., Artaxo P., Bernsten T., Collins W.D., Fuzzi S., Gallardo L., Kiendler-Scharr A., Klimont Z., Liao H., Unger N., Zanis P. Short-Lived Climate Forcers. In *Climate Change 2021: The Physical Science Basis*. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate // Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA. 2021. P. 817–922.
- Trickl T., Giehl H., Neidl F., Perfahl M., Vogelmann H. Three decades of tropospheric ozone lidar development at Garmisch-Partenkirchen, Germany // *Atmos. Meas. Tech.* 2020. V. 13. № 11. P. 6357–6390.
- 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.
- Wespes C., Hurtmans D., Emmons L.K., Safieddine S., Clerbaux C., Edwards D.P., Coheur P.-F. Ozone variability in the troposphere and the stratosphere from the first 6 years of IASI observations (2008–2013) // *Atmos. Chem. Phys.* 2016. V. 16. № 9. P. 5721–5743.
- World Meteorological Organization (WMO). WMO Provisional State of the Global Climate 2022. WMO: 2022 https://library.wmo.int/doc_num.php?ex-plnum_id=11359. 26 p.
- 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. № D05 P. 302.
- Ziemke J.R., Chandra S., Duncan B.N., Froidevaux L., Bhartiya P.K., Levelt P.F., 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. № D19. P. 303.

Comparison of Satellite and Ground-Based Measurements of Tropospheric Ozone Columns in the Vicinity of St. Petersburg

Ya. A. Virolainen^{1, *}, G. M. Nerobelov^{1, 2}, and A. V. Polyakov¹

¹St. Petersburg University, 7-9 Universitetskaya Emb., St. Petersburg, 199034 Russia

²St. Petersburg Federal Research Center, Russian Academy of Sciences—Scientific Research Centre for Ecological Safety of the Russian Academy of Sciences, 18 Korpusnaya str., St. Petersburg, 197110 Russia

*e-mail: yana.virolainen@spbu.ru

The monitoring of tropospheric ozone in world science has recently received considerable attention since ozone in the troposphere is both a greenhouse and a pollutant gas. It also plays an important role in various chemical and photochemical processes. Ground-based measurements can be used to assess the quality and to validate satellite measurements of the global ozone distribution. The time series of ozone tropospheric columns in the 0–8 km layer derived from spectral measurements of the IASI satellite instrument using two different algorithms (IASI_LATMOS and IASI_LISA), as well as from joint measurements by the IASI and GOME-2 instruments (IASI-GOME2) were compared to ground-based measurements using the Bruker IFS 125HR Fourier spectrometer at the NDACC St. Petersburg site for 2009–2021. IASI_LISA and IASI-GOME2 on average overestimate ground-based ozone measurements by 9.8 and 5.1%, respectively, while there is no bias between the IASI_LATMOS and FTIR data. The standard deviations of the differences between ground measurements and the IASI_LISA and IASI_LATMOS data do not exceed 12–13%; for the IASI-GOME2 data they are 24.5%. Ground-based and satellite measurements agree better in spring and summer. Ground-based and IASI_LATMOS demonstrate a statistically significant negative trend in the ozone columns in the 0–8 km layer in the vicinity of St. Petersburg for the period 2012–2021, amounting to $-0.71 \pm 0.35\%$ per year and $-0.60 \pm 0.21\%$ per year, respectively.

Keywords: tropospheric ozone, FTIR-spectroscopy, IASI, Bruker 125HR, validation of satellite data

УДК 551.466

КРИТЕРИЙ ПРИМЕНИМОСТИ ТЕОРИИ ДЛИННЫХ ВОЛН ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДИСПЕРГИРУЮЩИХ ВОЛН ЦУНАМИ

© 2023 г. М. А. Носов^{а, б, *}, А. И. Зарубина^{а, **}

^аФизический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия

^бИнститут морской геологии и геофизики Дальневосточного отделения РАН,
ул. Науки, 1Б, Южно-Сахалинск, 693022 Россия

*e-mail: m.a.nosov@mail.ru

**e-mail: zarubina.ai17@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 23.03.2023 г.

После доработки 17.04.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Проанализированы условия применимости бездисперсионной теории длинных волн для воспроизведения диспергирующих волн цунами. В качестве количественного критерия предложена к использованию дистанция дисперсионного разрушения, — величина, которая однозначно определяется длиной волны, доминирующей в спектре начального возвышения водной поверхности в очаге цунами, и корректирующим коэффициентом α . Физический смысл величины α — доля длины волны, на которую диспергирующий волновой пакет отстанет от фронта длинной волны, при распространении на расстояние, равное дистанции дисперсионного разрушения. С использованием модельного остаточного смещения поверхности дна, геометрические параметры которого варьируются случайным образом, в рамках предположения о мгновенной генерации волн и с учетом сглаживающего эффекта водного слоя методом Монте-Карло установлена связь между точностью воспроизведения волн бездисперсионной моделью и величиной α . С использованием “шкалы коэффициента α ” выполнено ранжирование критериев, которые были предложены ранее другими авторами.

Ключевые слова: распространение цунами, фазовая дисперсия, длинные волны

DOI: 10.31857/S0002351523040132, EDN: YOYESH

1. ВВЕДЕНИЕ

Численное моделирование зарекомендовало себя в качестве эффективного средства изучения и прогнозирования волн цунами [Gisler, 2008; Носов, 2014; Behrens and Dias, 2015; Titov et al., 2016; Saito and Kubota, 2020]. Модели, построенные на основе трехмерных уравнений гидродинамики, существуют, но все они используются для воспроизведения волн на ограниченных акваториях [Shijo et al., 2016; Kozelkov et al., 2017; Носов, Колесов, 2019]. Расчет трансокеанского или глобального распространения цунами с применением 3D моделей невозможен в силу колоссальной вычислительной сложности задачи.

Существенный выигрыш в объеме вычислений достигается при использовании 2D моделей, которые строятся на основе уравнений гидродинамики, проинтегрированных вдоль вертикальной координаты. К этому классу относятся классические бездисперсионные уравнения теории длинных волн (мелкой воды) и различные виды уравнений Буссинеска [Madsen et al., 1991; Пели-

новский, 1996]. Понижение размерности задачи (3D $\rightarrow$ 2D) приводит к ограничению способности моделей описывать фазовую дисперсию гравитационных волн: классические уравнения мелкой воды не воспроизводят дисперсию в принципе, а уравнения Буссинеска способны воспроизводить только слабую дисперсию.

Натурные наблюдения показывают, что фазовая дисперсия присуща волнам цунами как и любым гравитационным волнам на воде [Куликов и др., 2005; Watada et al., 2014; Levin and Nosov, 2016; Korolev et al., 2019; Saito, 2019]. Примечательно, что дисперсия цунами может быть обязана не только вертикальной структуре волновых течений, но также и набору факторов, которые принято считать вторичными (сжимаемость воды, упругость дна, стратификация и т.д.). Влияние вторичных факторов невелико, — оно становится значимым только при трансокеанском распространении волн [Watada et al., 2014]. Но классическая (нормальная) дисперсия гравитационных волн на воде, влияющая на короткопериодные компоненты спектра цунами, может проявляться

и на сравнительно небольших удалениях от источника (десятки и сотни километров), и даже внутри области источника. В данной работе мы остановимся именно на эффекте классической дисперсии.

Дисперсионные эффекты имеют свойство накапливаться по мере распространения волн. Так как это накопление происходит плавно, то четкой границы, до которой теория длинных волн может адекватно описывать диспергирующие волны цунами, не существует. Для определения такой границы необходимо ввести количественную меру точности расчета волновых форм и задаться определенным значением этой меры. Субъективная оценка “степени проявления дисперсии”, предлагаемая различными авторами, очевидно, не может привести к выработке единого количественного критерия.

Проблема определения пределов, до которых теория длинных волн способна адекватно описывать диспергирующие волны цунами, занимала исследователей уже в самом начале эпохи численного моделирования цунами. Первый из таких критериев [Kajiura, 1963, 1970; Shuto, 1991] — назовем его “критерий Каджауры” — опирается на оценку величины безразмерного параметра

$$p_a = (6H/R)^{1/3}(a/H), \quad (1)$$

где H — глубина океана, R — расстояние, пройденное волной (удаление от источника), a — протяженность источника цунами в направлении распространения волны. В соответствии с критерием Каджауры дисперсионными эффектами можно пренебречь при условии $p_a > 4$. Критерий применим на больших удалениях от источника: $R > 10a$.

В работах [Пелиновский, 1982; Mirchina, Pelinovsky, 1982; Пелиновский, 1996] была предложена к рассмотрению размерная величина “длина дисперсии” — расстояние, на котором дисперсионные эффекты становятся заметными (критерий Пелиновского)

$$L_d = a_d \lambda^3 / H^2, \quad (2)$$

где a_d — безразмерный численный коэффициент, зависящий от формы начального возвышения и условий заметности дисперсионных эффектов ($a_d \approx 0.06$ [Mirchina, Pelinovsky, 1982]), λ — длина волны.

Авторы статьи [Glinsdal et al., 2013] предложили рассматривать “нормализованное время дисперсии” (normalized dispersion time) — безразмерную величину, определяемую формулой

$$\tau = (C_0 - C_{ph}(\lambda))t/\lambda, \quad (3)$$

где $C_0 = \sqrt{gH}$ — скорость длинных волн, $C_{ph}(\lambda)$ — фазовая скорость гравитационных волн длины λ , которая рассчитывается по классической формуле: $C_{ph} = \omega/k = \sqrt{gk \operatorname{th}(kH)}/k$, t — время распространения волны, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. При $kH \ll 1$ (длинные волны) формула (3) представима в следующем приближенном виде:

$$\tau \approx \frac{6H^2 L}{\lambda^3}, \quad (4)$$

где $L = C_0 t$ — расстояние, которое пройдет длинная волна за время t . По критерию, который мы далее будем именовать “критерий Глимсдала”, дисперсионные эффекты малы при $\tau < 0.01$, а при $\tau > 0.1$ эти эффекты становятся существенными.

Авторы статьи [Glinsdal et al., 2013] отмечают, что их критерий находится в соответствии с критерием Каджауры. Действительно, если принять, что длина волны цунами равна горизонтальной протяженности источника ($\lambda \approx a$), то параметры τ и p_a оказываются связаны между собой формулой

$$\tau = \frac{36}{p_a^3}. \quad (5)$$

В соответствии с формулой (5) критическая величина параметра $p_a = 4$, предложенная Каджаурой, соответствует величине $\tau_K \approx 0.56$. Видно, что критерий Глимсдала (даже при $\tau_G = 0.1$) является более строгим по сравнению с критерием Каджауры.

Несложно убедиться, что критерий Пелиновского (2) также соответствует и критерию Глимсдала, и критерию Каджауры. Безразмерные параметры, входящие в формулы (1), (2) и (4), связаны между собой следующими простыми соотношениями:

$$\tau_p = 6a_d, \quad (6)$$

$$a_d = 6/p_a^3. \quad (7)$$

Имея в виду численное значение параметра $a_d \approx 0.06$, указанное в работе [Mirchina, Pelinovsky, 1982], можно заключить, что величина τ , соответствующая критерию Пелиновского, составляет $\tau_p \approx 0.36$. Следовательно, критерий Пелиновского по строгости занимает промежуточное место между критериями Глимсдала и Каджауры: $\tau_G < \tau_p < \tau_K$.

Все три отмеченных выше критерия были получены авторами из различных теоретических соображений. Каджаура анализировал асимптотическое поведение волновых форм. Пелиновский в [Пелиновский, 1996] отмечает, что его критерий вытекает из линеаризованного уравнения Кортевега–де Вриза и из соображений размерности.

Формула Глимсдала (3) опирается на физику процесса, — она описывает отношение разницы расстояний, пройденных длинной и диспергирующей волнами за время t , к длине волны. Примечательно, что близкий физический подход к получению искомого критерия был предложен задолго до выхода в свет статьи [Glimsdal et al., 2013] в работе [Kulikov et al., 1996].

В работе [Kulikov et al., 1996] были введены понятия времени и расстояния дисперсионного разрушения (“collapse time” и “collapse distance”):

$$T_c = \frac{\lambda}{\sqrt{gH} - C_{gr}}, \quad (8)$$

$$D_c = T_c \sqrt{gH}, \quad (9)$$

где C_{gr} — групповая скорость гравитационных волн на воде, определяемая по дисперсионному соотношению традиционным образом ($C_{gr} = d\omega/dk$). Физический смысл величины T_c — время, за которое волновой пакет отстанет от фронта на длину волны λ . Величина D_c — расстояние, при распространении на которое волновой пакет отстанет от фронта на длину волны λ .

Отметим, что подход Куликова отличают четкая физическая интерпретация вводимых понятий, а также задействование групповой скорости волн C_{gr} вместо фазовой C_{ph} , которая используется авторами [Glimsdal et al., 2013]. Подход, предложенный в работе [Kulikov et al., 1996], является более корректным и универсальным, — он легко может быть распространен на любой тип волн (любой тип дисперсионного соотношения). Заметим, что для длинных гравитационных волн на воде ($kH \ll 1$) различие между фазовой и групповой скоростями невелико. А вот, например, для длинных волн во вращающемся океане (волн Пуанкаре), которые характеризуются дисперсионным соотношением $\omega^2 = gHk^2 + f^2$, где f — параметр Кориолиса [Grimshaw et al., 1998], различие между фазовой и групповой скоростями может иметь принципиальное значение.

В нашей работе [Носов, 2017] было показано, что при переходе к безразмерным переменным формулы (8) и (9) сливаются в единое выражение:

$$T_c^* = D_c^* = \frac{\lambda^*}{1 - C_{gr}^*}, \quad (10)$$

где $T_c^* = T_c / \sqrt{H/g}$, $D_c^* = D_c / H$, $\lambda^* = \lambda / H$, $C_{gr}^* = C_{gr} / \sqrt{gH}$. В длинноволновом пределе ($k^* = kH \ll 1$) из формулы (10) получаем

$$T_c^* = D_c^* \approx \frac{4\pi}{k^*} = \frac{\lambda^{*3}}{2\pi^2}. \quad (11)$$

Если в формуле (11) перейти обратно к размерным величинам, то несложно убедиться, что она эквивалентна формуле Пелиновского (2) при значении параметра $a_d = 1/2\pi^2 \approx 0.051$, которое близко к критическому значению, указанному в статье [Mirchina and Pelinovsky, 1982].

Завершая обзор, можно заключить, что все четыре подхода в длинноволновом пределе дают формулы, которые включают в себя единую комбинацию λ^3/H^2 , но отличаются “субъективными” числовыми множителями, предлагаемыми различными авторами. Различие в значениях этих множителей затрудняет использование теоретических результатов на практике. Кроме того, для практического применения критерия важно иметь физически адекватный способ определения доминирующей длины волны. Дело в том, что оценка времени/расстояния дисперсионного разрушения сильно зависит от длины волны ($T_c^* = D_c^* \sim \lambda^{*3}$). Поэтому даже небольшая неточность в определении длины волны способна существенно повлиять на результат.

Основная цель настоящей работы состоит в разработке способа количественного определения пределов времени/пространства, до которых теория длинных волн позволяет рассчитывать диспергирующие волны цунами с заданной точностью. Опираясь на теоретические понятия времени и расстояния дисперсионного разрушения, введенные Е.А. Куликовым в работе [Kulikov et al., 1996], мы адаптируем эти понятия для практического применения, указывая, в частности, способ выбора доминирующей длины волны.

2. РАСЧЕТ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН

Будем рассматривать одномерное — вдоль горизонтальной оси $0x$ — распространение гравитационных поверхностных волн в бассейне постоянной глубины H . Все нижеследующие формулы, за исключением специально оговариваемых случаев, будут представлены в безразмерных переменных. При обезразмеривании в качестве масштаба длин выберем глубину H : $x^* = x/H$, $k^* = kH$ (k — волновое число). В качестве масштаба времени — время распространения длинных волн на расстояние, равное глубине $\sqrt{H/g}$, где g — ускорение силы тяжести: $t^* = t/\sqrt{H/g}$. Амплитуды смещения поверхности дна и свободной поверхности воды нормируем на максимальную величину остаточного смещения: $\eta^* = \eta/\eta_{\max}$, $\xi^* = \xi/\eta_{\max}$. Знак “*” в дальнейшем опустим.

В качестве источника волн рассмотрим остаточное смещение поверхности дна $\eta(x)$ ($|\eta| \ll H$), возникающее мгновенно в момент времени $t = 0$.

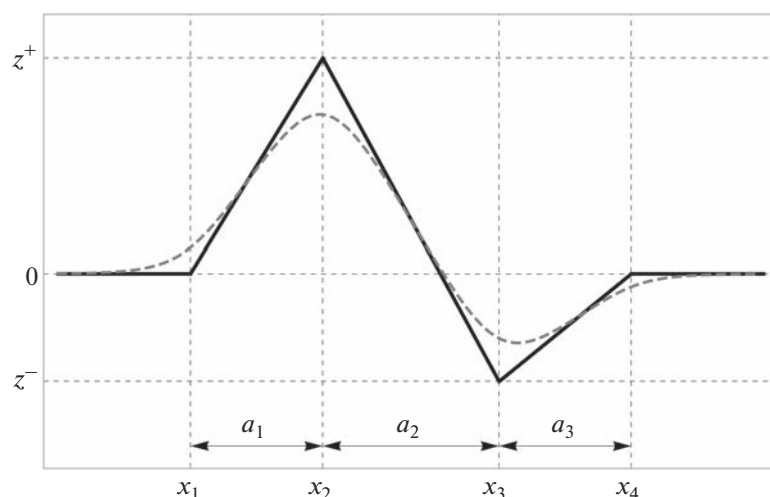


Рис. 1. Геометрия модельного источника волн. Остаточное смещение дна показано черной сплошной линией, начальное возвышение водной поверхности — серой пунктирной линией.

Мгновенное смещение дна вытесняет воду и формирует на свободной поверхности возмущение ξ_0 (начальное возвышение), которое рассчитывается по следующим формулам [Носов, Семенцов, 2014]:

$$\xi_0(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B(k)}{\text{ch}(k)} e^{-ikx} dk, \quad (12)$$

$$B(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(x) e^{ikx} dx. \quad (13)$$

Произвольное одномерное бегущее волновое возмущение свободной поверхности представимо в виде интеграла Фурье:

$$\xi(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(k) e^{i(\omega(k)t - kx)} dk, \quad (14)$$

где $\omega(k)$ — циклическая частота, зависящая от волнового числа k . Вид зависимости $\omega(k)$ определяется дисперсионным соотношением, а функция $A(k)$ — формой начального возвышения. Для источника, описанного выше, она имеет вид:

$$A(k) = \frac{B(k)}{\text{ch}(k)}. \quad (15)$$

Заметим, что наличие экспоненциально возрастающей функции “ch(k)” в знаменателе формулы (15) обеспечивает ограниченность спектрального состава поверхностных волн (сглаживающий эффект водного слоя). В силу того, что именно коротковолновые компоненты поверх-

ностных гравитационных волн подвержены фазовой дисперсии в наибольшей степени, корректный учет сглаживающего эффекта имеет важное значение для проводимого исследования. Поэтому в качестве источника волн мы задаем начальное возвышение водной поверхности, рассчитанное по остаточному смещению дна с учетом сглаживающего эффекта.

Выбирая различные виды дисперсионных соотношений $\omega(k)$ в формуле (14), можно рассчитать волновые профили, соответствующие различным приближениям. В настоящей работе мы будем рассматривать два дисперсионных соотношения:

$$\omega^2 = k \text{th}(k), \quad (16)$$

$$\omega^2 = k^2. \quad (17)$$

Формула (16) соответствует полной дисперсионной теории поверхностных гравитационных волн на воде, формула (17) — приближению длинных волн.

Вид модельного остаточного смещения дна, которое мы использовали в расчетах, представлен на рис. 1. Как это практически всегда реализуется в реальных очагах цунами, смещение дна состоит из области поднятия и области опускания. Смещение описывается кусочно-линейной функцией горизонтальной координаты. Параметрами функции являются координаты 4 точек (x_1, x_2, x_3, x_4) или три соответствующие длины ($a_1 = x_2 - x_1, a_2 = x_3 - x_2, a_3 = x_4 - x_1$), а также величины z^+ и z^- , определяющие амплитуды поднятия и опускания дна соответственно. Во всех случаях полага-

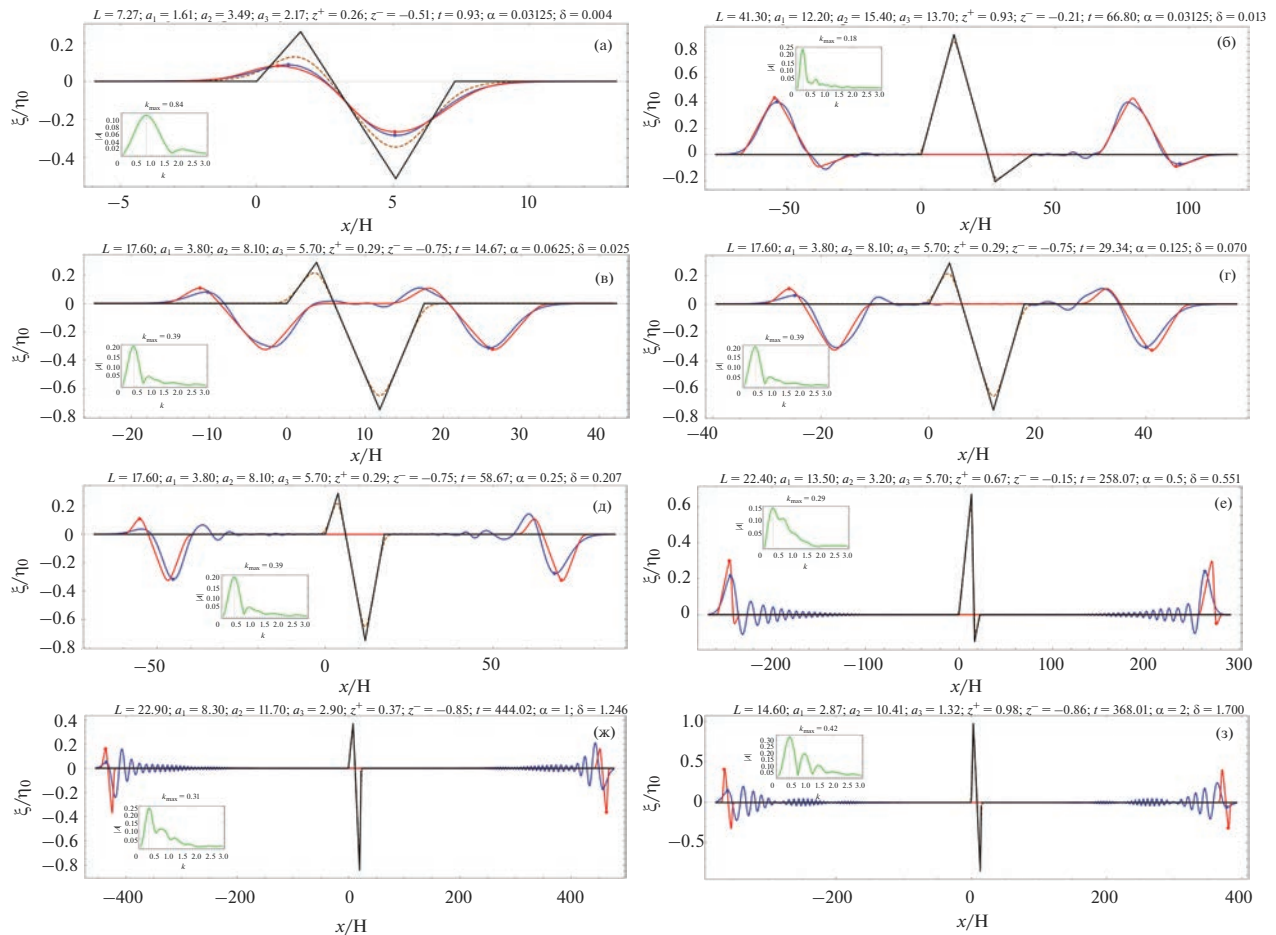


Рис. 2. Примеры волновых профилей, рассчитанные с учетом и без учета дисперсии (синяя и красная кривые соответственно). Во всех случаях расчет выполнен для момента времени, равного дистанции дисперсионного разрушения $t = \Delta$. Значения параметров источника ($L, a_1, a_2, a_3, z^+, z^-$), а также значения коэффициента α и параметра δ , характеризующего степень различия между диспергирующим и недиспергирующим волновыми возмущениями, указаны на рисунке. На врезках показаны амплитудные спектры функций $d\xi_0/dx$ и представлены величины $k_{\max}$, по которым проводился расчет дистанции дисперсионного разрушения.

лось $x_1 = 0$. Полная длина области смещения дна $L = x_4 = a_1 + a_2 + a_3$.

Интеграл в формуле (13) для кусочно-линейной функции, представленной на рис. 1, легко рассчитывается аналитически

$$B(k) = \frac{e^{ikx_1} z^+}{(x_1 - x_2)k^2} + \frac{e^{ikx_4} z^-}{(x_3 - x_4)k^2} + \frac{e^{ikx_2} [z^+(x_1 - x_3) + z^-(x_2 - x_1)]}{(x_2 - x_1)(x_2 - x_3)k^2} + \frac{e^{ikx_3} [z^+(x_4 - x_3) + z^-(x_2 - x_4)]}{(x_3 - x_2)(x_3 - x_4)k^2}. \quad (18)$$

Интеграл в формуле (14) рассчитывался численно. Примеры волновых профилей, рассчитанных с использованием полного (16) и прибли-

женного (17) дисперсионных соотношений, представлены на рис. 2. На их обсуждении мы остановимся в разделе 5.

3. ДИСТАНЦИЯ ДИСПЕРСИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ

В реальности длины волн цунами могут составлять несколько сотен километров и более. Отставание волнового пакета от фронта на одну длину волны, рассматриваемое в критерии Куликова [Kulikov et al., 1996], фактически говорит о весьма существенной дисперсионной трансформации волнового пакета. Поэтому время и расстояние дисперсионного разрушения, определяемые формулами (8)–(10), заведомо не могут служить хорошим практическим критерием применимости теории длинных волн. Кроме того, практическое

использование формул (8)–(10) требует выработки методики определения доминирующей длины волны.

В развитие подхода Куликова мы предлагаем рассматривать отставание волнового пакета от фронта на долю длины волны: $\alpha\lambda$, где α – корректирующий коэффициент. Тогда, на основе формулы (10), можно ввести безразмерную характеристику, которую мы будем называть “дистанция дисперсионного разрушения”:

$$\Delta = \alpha \frac{\lambda_{\max}}{1 - C_{gr}(\lambda_{\max})}, \quad (19)$$

где $\lambda_{\max}$ – длина волны, на которую приходится максимум пространственного спектра функции $d\xi_0/dx$. Таким образом, расчет дистанции дисперсионного разрушения мы проводим по длине волны, доминирующей в спектре цунами. Для удобства вместо длины волны в формуле (19) мы будем оперировать соответствующим волновым числом: $k_{\max} = 2\pi/\lambda_{\max}$.

Использование для нахождения максимума спектра производной $d\xi_0/dx$, а не самой функции ξ_0 имеет простое физическое обоснование. Дело в том, что формирование гравитационных волн от начального возвышения связано с действием горизонтальной компоненты силы градиента давления, которая пропорциональна именно $d\xi_0/dx$. В случае $d\xi_0/dx = 0$ волны цунами вообще не возникают.

Применяя формулу (12), находим первую пространственную производную от начального возвышения

$$\frac{d\xi_0}{dx} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B(k)k}{\text{ch}(k)} e^{-ikx} dk. \quad (20)$$

Величина $k_{\max}$ определяется положением абсолютного максимума амплитудного спектра

$$S(k) = \frac{|B(k)|k}{\text{ch}(k)}. \quad (21)$$

Типичные формы амплитудных спектров (21) и примеры определения величины $k_{\max}$ представлены вместе с примерами волновых профилей на рис. 2.

4. КОЛИЧЕСТВЕННАЯ МЕРА РАЗЛИЧИЯ ВОЛНОВЫХ ПРОФИЛЕЙ

В качестве количественной меры различия между волновыми профилями, полученными с учетом и без учета дисперсии, будем рассматривать следующий безразмерный параметр:

$$\delta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (\xi_D - \xi_{LW})^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} \xi_{LW}^2 dx}, \quad (22)$$

где ξ_D – профиль волны, рассчитанный с учетом дисперсии (дисперсионное соотношение (16)), ξ_{LW} – профиль, рассчитанный по теории длинных волн (дисперсионное соотношение (17)). Профили волн рассчитывались в заданные моменты времени с фиксированным шагом по пространству. Поэтому при практических расчетах интегралы в формуле (22) заменялись суммами в соответствии с методом прямоугольников.

Теоретически величина параметра δ варьируется в следующих пределах: $0 \leq \delta \leq 2$. Минимальное значение параметра говорит о полном совпадении диспергирующего и недиспергирующего волновых профилей, а максимальное – о полном расхождении волновых профилей. Действительно, если из-за дисперсии профили ξ_D и ξ_{LW} вообще не пересекаются в пространстве, то $\xi_D \xi_{LW} = 0$, следовательно,

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} (\xi_D - \xi_{LW})^2 dx &= \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \xi_D^2 dx + \int_{-\infty}^{+\infty} \xi_{LW}^2 dx = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \xi_{LW}^2 dx. \end{aligned} \quad (23)$$

В формуле (23) мы учли, что энергии бегущих диспергирующих и недиспергирующих волн ($E = \rho g \int \xi^2 dx$), вызванных одинаковым начальным возвышением, совпадают:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \xi_D^2 dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \xi_{LW}^2 dx. \quad (24)$$

Помимо параметра δ по волновым профилям определялись амплитуды лидирующих волн, распространяющихся в положительном и в отрицательном направлениях оси $0x$. Амплитуды лидирующих волн, рассчитываемые с учетом дисперсии, обозначались A_D , а без учета дисперсии – A_{LW} . Несмотря на то, что область поднятия дна всегда располагалась слева, а область опускания – справа, знак лидирующей волны не был однозначно связан с направлением распространения. Более того, знаки лидирующих волн, рассчитанных с учетом и без учета дисперсии, часто оказывались различными. В ряде случаев волны могли начинаться с очень слабой – визуально неразличимой – отрицательной фазы, за которой следовала положительная волна значительной амплитуды, и наоборот: за слабой положительной лидирующей волной могла следовать отрицательная волна большой амплитуды.

ды. В этой связи при выделении лидирующих волн мы рассматривали только значительные возмущения, которые по амплитуде превосходили 10% от размаха волнового возмущения ($\max(\xi_D) - \min(\xi_D)$ или $\max(\xi_{LW}) - \min(\xi_{LW})$). Колебания уровня меньшей амплитуды при выделении лидирующей волны игнорировались. Автоматически выделенные амплитуды лидирующих волн на рис. 2 отмечены на волновых профилях жирными точками.

5. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Моделирование проводилось методом Монте-Карло. Параметры кусочно-линейной функции, описывающей остаточное смещение дна (рис. 1), задавались следующим образом. Полная длина источника, а также амплитуды поднятия и опускания дна варьировались статистически равномерно в диапазонах: $5 < L < 50$, $0 < z^+ < 1$, $-1 < z^- < 0$. Координаты точек максимального поднятия и опускания дна (x_2 и x_3) случайным образом выбирались внутри области источника ($0 < x < L$) также статистически равномерно. При глубине океана 5 км выбранный диапазон варьирования безразмерной величины L соответствует горизонтальной протяженности источника от 25 до 250 км.

Расчет волнового возмущения свободной поверхности, вызванного мгновенной деформацией дна, проводился в соответствии с формулой (14) численно. Волновые формы рассчитывались с пространственным шагом $\Delta x = 0.5$. С учетом сглаживающего эффекта водного слоя такой шаг был достаточен для адекватного дискретного представления волнового возмущения свободной поверхности.

Волновые профили рассчитывались в фиксированные моменты времени t , которые приравнялись дистанции дисперсионного разрушения, определяемой по формуле (19): $t = \Delta$. Величины корректирующего коэффициента в формуле (19) устанавливались дискретно: $\alpha = 1/32, 1/16, 1/8, 1/4, 1/2, 1, 2$. Для каждого фиксированного значения параметра α были рассчитаны по 2000 волновых профилей.

При численных расчетах волновых профилей дистанция дисперсионного разрушения была ограничена максимальным значением $\Delta_{\max} = 2000$, что при глубине океана 5 км соответствует трансокеанскому распространению волн на расстояние 10 тыс. км.

Примеры волновых профилей представлены на рис. 2. Синим цветом показаны профили, рассчитанные с учетом дисперсии (дисперсионное соотношение (16)), красным цветом — без учета дисперсии (дисперсионное соотношение (17)). Черная ломанная линия соответствует остаточ-

ному смещению дна, коричневый пунктир — начальному возвышению водной поверхности. На врезках зелеными кривыми показаны амплитудные спектры функций $d\xi_0/dx$ и представлены величины $k_{\max}$, определенные по этим спектрам. Над каждым волновым профилем приведены величины параметров источника ($L, a_1, a_2, a_3, z^+, z^-$), а также значения коэффициента α и параметра δ , характеризующего степень различия между диспергирующим и недиспергирующим волновыми возмущениями.

Из рис. 2 видно, что профили волн, рассчитанные с применением различных дисперсионных соотношений, всегда отличаются друг от друга. В случае полной дисперсионной теории волновое возмущение представляет собой диспергирующий пучок волн, трансформирующийся по мере распространения. Теория длинных волн дает волну, форма которой эквивалентна форме начального возвышения и остается неизменной по мере распространения.

Пример, показанный рис. 2а, демонстрирует ситуацию, которая часто реализуется при малых значениях коэффициента α ($\alpha = 1/32$) и источниках незначительного размера L ($L = 7.27$). Видно, что в данном случае дистанция дисперсионного разрушения оказалась настолько малой ($\Delta = 0.93$), что волна за время $t = \Delta$ просто не успела выйти за пределы источника. Это означает, что теория длинных волн в данном случае не способна воспроизвести волну цунами за пределами источника.

На рис. 2б показан случай источника значительной горизонтальной протяженности ($L = 41.3$). Даже при малом значении коэффициента $\alpha = 1/32$ дистанция дисперсионного разрушения оказывается достаточной ($\Delta = 66.8$) для того, чтобы теория длинных волн смогла воспроизвести диспергирующую волну цунами вне источника с хорошей точностью. Из рисунка видно, что волновые профили, рассчитанные с использованием различных дисперсионных соотношений, оказываются весьма близкими ($\delta = 0.013$).

На рис. 2в, 2г, 2д показаны профили волн, которые были сформированы одним и тем же источником ($L = 17.6$), но рассчитаны при различных значениях коэффициента α ($1/16, 1/8, 1/4$). Хорошо заметно как с ростом величины α нарастают различия между профилями и увеличивается количественная мера этих различий — параметр δ (0.025, 0.070, 0.207). Следует также обратить внимание на то, что для волны, бегущей в отрицательном направлении оси $0x$ (рис. 2д), возникает особенность в определении знака лидирующей волны: положительная лидирующая фаза диспергирующей волны становится слишком слабой, и в качестве лидирующей волны опреде-

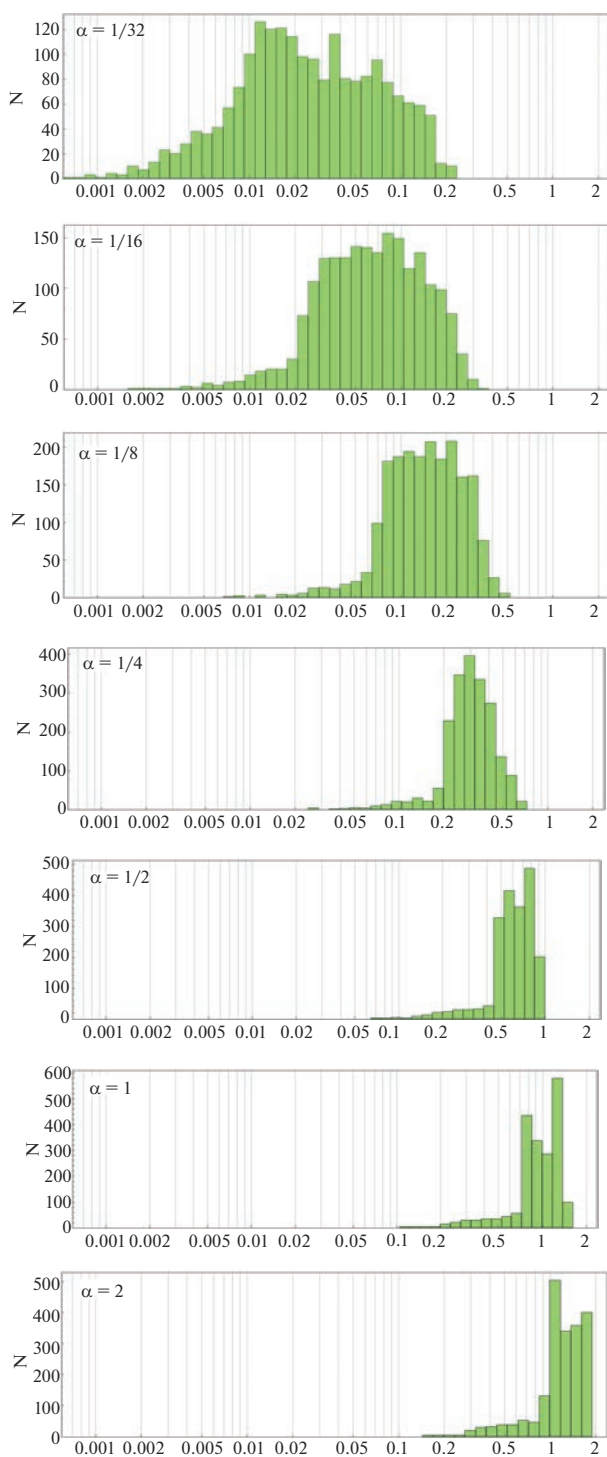


Рис. 3. Распределения величины δ , построенные при различных значениях коэффициента α (указаны на рисунке).

ляется возмущение с отрицательной фазой. При этом для волны без дисперсии лидирующая волна остается положительной.

Несоответствие в определении знаков лидирующих волн начинает чаще реализовываться при

больших значениях коэффициента α . Еще одна такая ситуация показана на рис. 2е. Здесь она реализуется для волны, бегущей в положительном направлении оси $0x$. Недиспергирующая волна начинается с отрицательной фазы, в то время как диспергирующая волна — с четко выраженной положительной фазы.

При больших значениях коэффициента α ($\alpha \geq 0.5$) различия между волновыми профилями становятся принципиальными (рис. 2е, 2ж, 2з). Диспергирующие волны всегда обладают протяженным осциллирующим “хвостом”, в котором сосредоточена заметная часть волновой энергии. Волны, рассчитанные без учета дисперсии, сжаты в пространстве и практически всегда обладают большей амплитудой.

Из примеров, представленных на рис. 2, можно сделать следующее предварительное заключение. При использовании теории длинных волн приемлимая точность воспроизведения диспергирующих волн обеспечивается при $\alpha \leq 0.25$ (рис. 2а–2д). Но в силу значительной изменчивости формы источника (даже в рамках выбранной нами простой модели) для установления количественных закономерностей целесообразно обратиться к анализу распределений величины δ и распределений отношения амплитуд лидирующих волн A_D/A_{LW} .

На рис. 3 представлены распределения величины δ , полученные при различных значениях коэффициента α . Из рис. 3 видно, что увеличение α приводит в среднем к росту значений δ и, одновременно, к заметному сужению распределений. Это ожидаемый результат: время распространения волны пропорционально параметру α , следовательно, рост этого параметра должен увеличивать различия между профилями диспергирующих и недиспергирующих волн, что, в свою очередь, сопровождается ростом величины δ . Уменьшение ширины распределений связано с тем, что величина δ имеет теоретический предел ($\delta < \delta_{\max} = 2$, см. раздел 4). Существование этого предела начинает заметно влиять на результат при $\alpha \geq 1/2$ — правый край распределения заметно укручивается.

На рис. 4 представлены распределения абсолютной величины отношения амплитуд лидирующих волн $|A_D/A_{LW}|$. Для совпадающих знаков лидирующих волн ($A_D/A_{LW} > 0$) распределения показаны красным цветом, для несовпадающих ($A_D/A_{LW} < 0$) — синим. При $\alpha = 1/32$, когда проявления дисперсии заведомо незначительны, отношение амплитуд A_D/A_{LW} , как правило, близко к 1, а доля случаев, когда теории длинных и диспергирующих волн дают различные знаки лидирующих волн составляет всего 4.5%. Примеча-

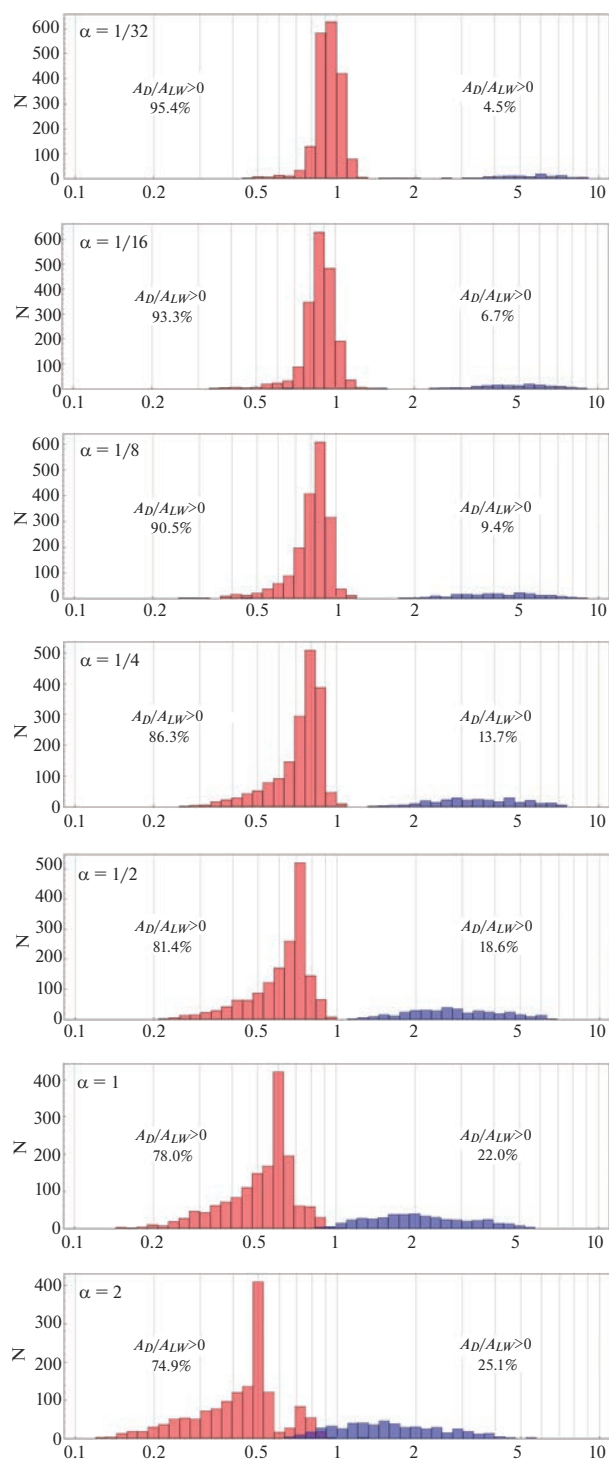


Рис. 4. Распределения абсолютной величины отношения амплитуд лидирующих волн $|A_D/A_{LW}|$, полученных для диспергирующих и недиспергирующих (длинных) волн. Красным цветом построены распределения для лидирующих волн одинаковой полярности ($A_D/A_{LW} > 0$), синим — для волн различающейся полярности ($A_D/A_{LW} < 0$). В процентах указана доля соответствующих случаев.

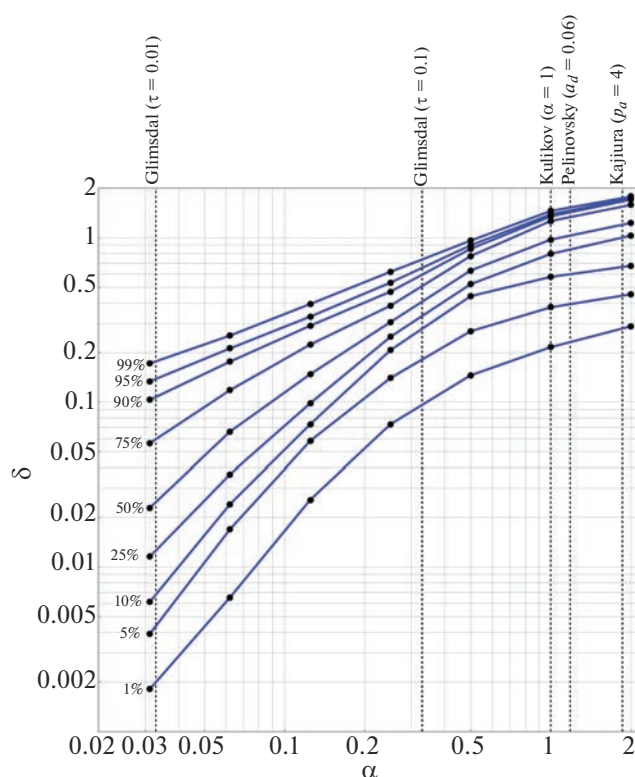


Рис. 5. Зависимость процентилей распределений величины δ от величины коэффициента α . Черным пунктиром указаны значения коэффициента α , соответствующие критериям, установленным ранее другими авторами.

тельно, что несовпадение знаков лидирующих волн в большинстве случаев сопровождается значительными различиями в абсолютной величине амплитуды. Рост величины α приводит к смещению распределений $|A_D/A_{LW}|$ влево, к уширению распределений и к росту доли ошибочных определений знака лидирующей волны. При $\alpha = 2$ пик распределения приходится на 0.5, что говорит о двукратной переоценке амплитуды лидирующей волны теорией длинных волн, при этом доля ошибочных определений знака лидирующей волны достигает 25.1%.

Детально проследить, как меняются распределения по мере увеличения коэффициента α , можно по рис. 5 и 6, на которых построены зависимости процентилей распределений в зависимости от величины α . На верхней горизонтальной оси графиков указаны значения коэффициента α , соответствующие критериям, которые были получены ранее другими авторами [Kajura, 1963; Mirchina and Pelinovsky, 1982; Glimsdal et al., 2013; Kulikov et al., 1996]. Соответствие величины α ранее полученным критериям устанавливалось по длинноволновому пределу, в рамках которого все критерии оценивают расстояние, на котором дисперсия становится значимой, единой формулой следую-

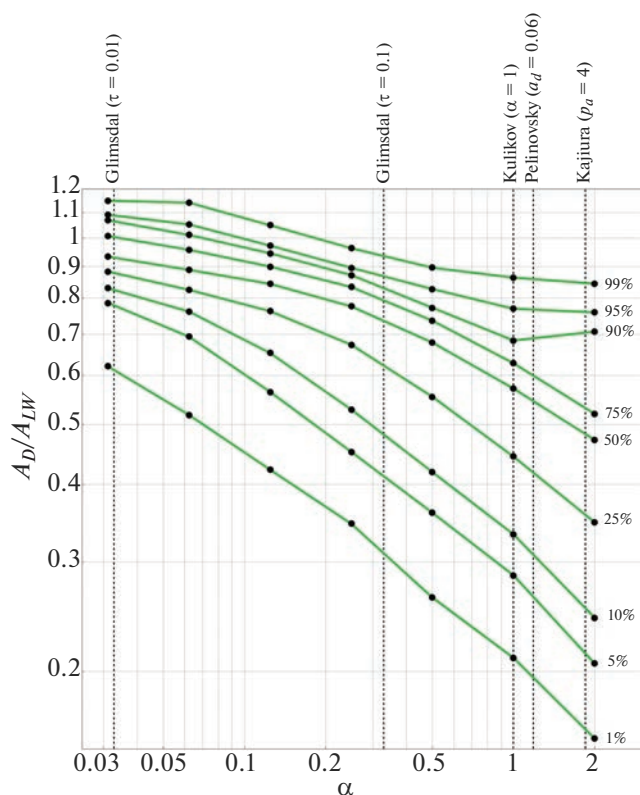


Рис. 6. Зависимость процентилей распределений величины A_D/A_{LW} (при $A_D/A_{LW} > 0$) от величины коэффициента α . Черным пунктиром указаны значения коэффициента α , соответствующие критериям, установленным ранее другими авторами.

щего вида: $C\lambda^3/H^2$, где C — безразмерная константа.

Предложенная нами в настоящей работе формула (19) после перехода к длинноволновому пределу ($kH \ll 1$) и к размерным переменным приобретает вид

$$\Delta \approx \frac{\alpha \lambda_{\max}^3}{2\pi^2 H^2}. \quad (25)$$

Определению расстояния дисперсионного разрушения Куликова [Kulikov et al., 1996] соответствует $\alpha = 1$.

В соответствии с критерием Каджауры [Kajura, 1963], если положить $\lambda_{\max} = a$, получаем

$$\alpha = \frac{12\pi^2}{p_a^3} \approx 1.85. \quad (26)$$

Критерий Пелиновского [Mirchina, Pelinovsky, 1982], определяемый формулой (2) при $a_d = 0.06$, соответствует следующему значению коэффициента:

$$\alpha = 2\pi^2 a_d \approx 1.18. \quad (27)$$

Соответствие величины α критерию Глимсдала [Glimsdal et al., 2013], определяемому формулой (4), дается выражением

$$\alpha = \frac{\pi^2}{3} \tau \approx \begin{cases} 0.329 & \text{при } \tau = 0.1, \\ 0.0329 & \text{при } \tau = 0.01. \end{cases} \quad (28)$$

Из рис. 5 и 6 хорошо видно, как ранжируются известные критерии по степени строгости. Наиболее мягким из всех оказался критерий Каджауры. По нашим оценкам этот критерий фактически оказывается неработоспособным: приемлимое совпадение профилей (например, $\delta < 0.3$) будет реализовываться менее чем в 1% случаев.

По мере возрастания жесткости за критерием Каджауры следуют близкие по численным значениям критерии Пелиновского и Куликова. Оба критерия не обеспечивают принципиального улучшения ситуации по сравнению с критерием Каджауры. И только критерий Глимсдала при $\tau = 0.1$ действительно способен обеспечить соответствие волновых профилей с точностью $\delta < 0.5$ в 75% случаев; при этом амплитуда лидирующей волны будет переоценена не более чем в 2 раза примерно в 90% случаев. Критерий Глимсдала при $\tau = 0.01$ обеспечивает точность $\delta < 0.1$ для 90% случаев; при этом ошибка в определении амплитуды лидирующей волны примерно в 90% случаев будет менее 20%.

Подчеркнем, что уменьшение величины α на практике не может быть беспредельным. Слишком малые значения коэффициента, которые гарантируют высокую степень совпадения волновых профилей, во многих случаях будут давать настолько малую дистанцию дисперсионного разрушения, что волна не успеет распространиться за пределы источника, — такой расчет в большинстве случаев не будет иметь практического смысла.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При моделировании цунами с использованием бездисперсионных длинноволновых моделей следует принимать во внимание, что волны на воде являются диспергирующими при любой длине, поэтому их воспроизведение длинноволновой моделью всегда происходит с некоторой ошибкой. Вопрос заключается только в том, какая ошибка допустима при решении конкретной практической задачи. В этой связи моделирование волн цунами, целесообразно сопровождать маркировкой расчетной области, которая будет показывать дистанцию дисперсионного разрушения Δ , соответствующую ожидаемой точности воспроизведения волн δ при заданной обеспечивающей вероятности.

Например, нас интересует точность $\delta < 0.4$ с вероятностью 90%. Тогда по зависимостям, пред-

ставленным на рис. 5, определяем требуемое значение корректирующего коэффициента: $\alpha = 0.2$. Далее исходную двумерную задачу на поверхности Земли следует свести к набору одномерных задач, например, вдоль набора дуг большого круга, проходящих через центр очага цунами с заданным шагом по азимутальному углу, или, что возможно является более перспективным, вдоль исходящих из центра волновых лучей, рассчитанных с учетом распределения глубин. Величина Δ определяется вдоль каждого направления (или луча) отдельно с учетом фактического профиля глубин. На детальной разработке соответствующей методики и ее проверке здесь мы останавливаться не будем, — это может являться предметом отдельного исследования.

В заключение заметим, что помимо рассмотренной в работе классической дисперсии гравитационных поверхностных волн на воде, а также упомянутых в разделе “Введение” “вторичных” дисперсионных эффектов, существует еще и “нестандартная” дисперсия, обязанный наличию мелкомасштабных нерегулярностей рельефа дна [Доброхотов и др., 2015; Dobrokhoto et al., 2016]. В проведенном исследовании такие эффекты никак не учитываются. Их описание, очевидно, должно включать пространственные производные от функции, описывающей рельеф дна, и вопрос о включении соответствующих поправок в дисперсионное соотношение пока остается открытым.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Доброхотов С.Ю., Назайкинский В.Е., Тироцци Б. О методе осреднения для дифференциальных операторов с осциллирующими коэффициентами // Докл. РАН. 2015. Т. 461. № 5. С. 516–520.
- Куликов Е.А., Медведев П.П., Лаппо С.С. Регистрация из космоса цунами 26 декабря 2004 г. в Индийском океане // Докл. РАН. 2005. Т. 401. № 4. С. 537–542.
- Носов М.А. Волны цунами сейсмического происхождения: современное состояние проблемы // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 5. С. 540–540.
- Носов М.А. Применимость длинноволнового приближения к описанию динамики цунами // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2017. № 4. С. 1740503.
- Носов М.А., Колесов С.В. Комбинированная численная модель цунами // Математическое моделирование. 2019. Т. 31. № 1. С. 44–62.
- Носов М.А., Семенцов К.А. Расчет начального возвышения в очаге цунами с использованием аналитических решений // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 5. С. 612–612.
- Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1996. 276 с.
- Пелиновский Е.Н. Нелинейная динамика волн цунами. Горький: ИПФ АН СССР, 1982. 216 с.
- Behrens J., Dias F. New computational methods in tsunami science // Phil. Trans. R. Soc. 2015. V. 373. № 2053. P. 20140382.
- Dobrokhoto S. Yu., Grushin V. V., Sergeev S. A., Tirozzi B. Asymptotic theory of linear water waves in a domain with nonuniform bottom with rapidly oscillating sections // Russ. J. Math. Phys. 2016. V. 23. № 4. P. 454–473.
- Gisler G. R. Tsunami simulations // Annu. Rev. Fluid Mech. 2008. V. 40. P. 71–90.
- Glimsdal S., Pedersen G. K., Harbitz C. B. et al. Dispersion of tsunamis: does it really matter? // Nat. Hazard. Earth. Syst. Sci. 2013. V. 13. № 6. P. 1507–1526.
- Grimshaw R. H., Ostrovsky L. A., Shrira V. I., Stepanyants Y. A. Long nonlinear surface and internal gravity waves in a rotating ocean // Surveys in Geophysics. 1998. V. 19. № 4. P. 289–338.
- Kajiura K. The leading wave of a tsunami // Bull. Earthq. Res. Inst. 1963. V. 41. № 3. P. 535–571.
- Kajiura K. Tsunami source, energy and directivity of wave radiation // Bull. Earthq. Res. Inst. 1970. V. 48. № 5. P. 835–869.
- Korolev P. Yu., Korolev Yu. P., Loskutov A. V. Analysis of the main characteristics of tsunamis based on data from deep-ocean stations // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2019. V. 324. № 1. P. 012017.
- Kozelkov A., Efremov V., Kurkin A. et al. Three-dimensional numerical simulation of tsunami waves based on the Navier-Stokes equations // Sci. Tsunami Hazards. 2017. V. 36. № 4. P. 183–196.
- Kulikov E. A., Rabinovich A. B., Thomson R. E. et al. The landslide tsunami of November 3, 1994, Skagway harbor, Alaska // J. Geophys. Res.: Oceans. 1996. V. 101. № C3. P. 6609–6615.
- Levin B. W., Nosov M. A. Physics of Tsunamis, Second Edition. Cham-Heidelberg-New York-Dordrecht-London: Springer, 2016. 388 p.
- Madsen P. A., Murray R., Sorensen O. R. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics // Coast. Eng. 1991. V. 15. № 4. P. 371–388.
- Mirchina N. R., Pelinovsky E. N. Nonlinear and dispersive effects for tsunami waves in the open ocean // Int. J. Tsunami Soc. 1982. V. 2. № 4. P. 1073–1081.
- Saito T. Tsunami generation and propagation. Tokyo: Springer Japan, 2019. 274 p.
- Saito T., Kubota T. Tsunami modeling for the deep sea and inside focal areas // Annu. Rev. Earth. Planet. Sci. 2020. V. 48. P. 121–145.
- Shijo R., Tsukuda Y., Sato T. et al. Tsunami Simulation by 3D Model Around a Power Station Due to the 2011 Tohoku Earthquake // Coast. Eng. J. 2016. V. 58. № 4. P. 1640014.
- Shuto N. Numerical simulation of tsunamis—Its present and near future // Natural Hazards. 1991. V. 4. № 2. P. 171–191.
- Titov V., Kanoğlu U., Synolakis C. Development of MOST for real-time tsunami forecasting // J. Waterw., Port, Coast., Ocean Eng. 2016. V. 142. № 6. P. 03116004.
- Watada S., Kusumoto S., Satake K. Traveltime delay and initial phase reversal of distant tsunamis coupled with the self-gravitating elastic Earth // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2014. V. 119. № 5. P. 4287–4310.

Criterion of Applicability of the Theory of Long Waves for Description of Dispersive Tsunami Waves

M. A. Nosov^{1, 2, *} and A. I. Zarubina^{1, **}

¹*Physics Faculty, Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 1, bil. 2, Moscow, 119991 Russia*

²*Institute of Marine Geology and Geophysics, Far Eastern Branch of Russian Academy of Science,
Nauki str., 1B, Yuzhno-Sakhalinsk, 693022 Russia*

**e-mail: m.a.nosov@mail.ru,*

***e-mail: zarubina.ai17@physics.msu.ru*

Conditions for the applicability of the dispersionless theory of long waves for reproducing dispersive tsunami waves are analyzed. As a quantitative criterion, the dispersive destruction distance is proposed for use, which is a value that is uniquely determined by the wavelength that dominates in the spectrum of the initial elevation of the water surface in the tsunami source, and the correction factor α . The physical meaning of the α value is the fraction of the wavelength by which the dispersive wave packet lags behind the long wave front when propagating over a distance equal to the dispersive destruction distance. Using the model residual displacement of the bottom surface, the geometrical parameters of which vary randomly, under the assumption of instantaneous generation of waves and taking into account the smoothing effect of the water layer, the Monte Carlo method establishes a relationship between the accuracy of wave reproduction by the dispersionless model and the quantity α . Using the “ α coefficient scale”, the ranking of the criteria that were previously proposed by other authors was performed.

Keywords: tsunami propagation, phase dispersion, long waves

УДК 551.465

ВНУТРЕННИЕ ВОЛНЫ В РАЙОНЕ ПРОЛИВА АКСЕЛОЯ ОСТРОВА ЗАПАДНЫЙ ШПИЦБЕРГЕН

© 2023 г. Е. Г. Морозов^{a, b, c, *}, С. В. Писарев^a

^aИнститут океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Нахимовский просп., д. 36, Москва, 119997 Россия

^bМосковский физико-технический институт,
Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская область, 141707 Россия

^cМорской гидрофизический институт РАН, Капитанская ул. 2, Севастополь, 2299011 Россия

*e-mail: egmorozov@mail.ru

Поступила в редакцию 06.03.2023 г.

После доработки 27.03.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Выполнен анализ измерений температуры, солености и течений на трех заякоренных буйковых станциях, проработавших в течение года в районе сильных приливных течений около пролива Акселоя у устья фиорда Ван Майен на острове Западный Шпицберген. Приливные течения при обтекании подводного поперечного хребта в проливе генерируют интенсивные внутренние волны приливного периода. Над подводным склоном внутренние волны вынужденные. Вертикальные смещения частиц воды достигают 20 м. Волны быстро затухают по мере удаления от пролива и склона. На удалении 12 км от пролива они уже не регистрируются. Приливные течения в проливе достигают скорости 3 м/с и формируют интенсивную струю при вытекании из пролива. Сильная струя течений во время сизигийных приливов прижимает приборы, установленные на буйковых станциях, ко дну. Результаты численного моделирования подтверждают наблюдения о том, что интенсивность вынужденных внутренних волн быстро уменьшается с увеличением расстояния от места генерации.

Ключевые слова: Приливные внутренние волны, закритические широты, Шпицберген, приливные течения, вынужденные колебания, остров Акселоя

DOI: 10.31857/S0002351523040120, **EDN:** YOULEN

ВВЕДЕНИЕ

Приливные внутренние волны генерируются в океане, когда течения баротропного прилива обтекают топографические неровности и вызывают периодические вертикальные смещения изопикнических поверхностей. Наблюдения в океане говорят о том, что приливные внутренние волны с периодом M_2 несут наибольшую энергию. Понятно, что чем сильнее течения баротропного прилива, тем большие амплитуды у возбужденных внутренних волн. Широта 74.5° является критической для линейных внутренних волн с периодом полусуточного прилива 12.4 ч, поскольку на этой широте частота прилива сравнивается с параметром Кориолиса и для участков ровного дна в отсутствии вихревых течений распространение внутренних приливов не допускается теоретическими оценками. Тем не менее, многочисленные экспериментальные работы показывают, что внутренние волны с периодом 12.4 ч существуют севернее критических широт [Зубов, 1932; Писарев, 1988, 1991, 1992, 1996; Коняев, 2000; Коняев и др., 2000; Parson, 1996; Pluedemann, 1998].

Одним из условий существования полусуточных приливных волн севернее критической широты является наклонное дно. Течения баротропного прилива над наклонным дном имеют вертикальную составляющую и генерируют внутренний прилив, который существует как вынужденная волна только над склоном. Амплитуда волны резко уменьшается по мере распространения волны за пределы склона над ровным дном.

Рассмотрим измерения на буйковых станциях с точки зрения выявления локальных особенностей внутренних приливных волн севернее критической широты. Три буйковые заякоренные станции были установлены у устья фиорда Ван Майен в южной части острова Западный Шпицберген (рис. 1). Фиорд вдается в сушу примерно на 80 км. Со стороны океана фиорд почти полностью перекрыт островом Акселоя (Akseløya; Axel Island), длина которого около 8 км. С севера и юга от острова имеются два пролива. Северный пролив, называется по названию острова Акселоя (Akselsundet). Ширина пролива около 1200 м. Максимальная глубина пролива на навигацион-

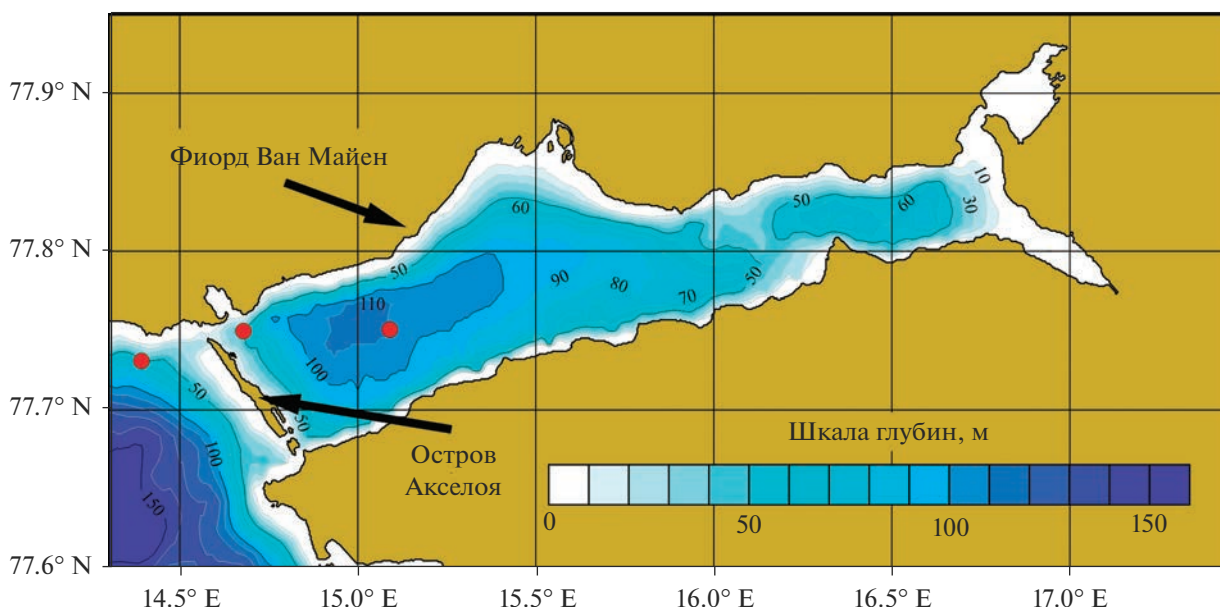


Рис. 1. Топография дна в районе фиорда Ван Майен и схема расположения буйев (красные точки). Нумерация буйев с запада на восток (1, 2, 3).

ной карте около 30 м. [<http://toposvalbard.npolar.no>] К югу от острова Акселоя два пролива (Мариасундет — Mariasundet) окружают остров Марии (Mariaholmen) — один шириной 200 м и глубиной 2 м, второй — 500 и 12 м. За счет прилива в проливе Акселоя возникают очень сильные течения до 3 м/с во время сизигийных приливов. Пролив судоходен. Грузовые суда с углем, добываемым на шахте в поселке Свея в глубине фиорда, могут проходить этим проливом. Из-за сильных течений пролив зимой почти никогда не замерзает, но через него выносятся лед из фиорда [Marchenko et al., 2015]. Приливы и внутренние волны приливной и более высоких частот в фиорде Ван Майен изучались в работах [Kowalik et al., 2015; Marchenko et al., 2011; Støylen and Fer, 2014; Støylen and Weber, 2010; Morozov et al., 2019].

ОПИСАНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ И ДАННЫЕ

В августе 2010 г., во время экспедиционных работ на норвежском судне *Haakon Mosby*, в фиорде Ван Майен были установлены три заякоренные буйковые станции. Работы по установке выполнялись в рамках проекта научного совета Норвегии по норвежско-российскому сотрудничеству в области исследования природы Шпицбергена “Внутренние гидравлические процессы в Арктическом фиорде” (Научные руководители проекта I. Fer из геофизического института университета Бергена и С.В. Писарев из Института океанологии РАН). Схема расстановки буйев показана на рис. 1. Две станции были установлены к востоку и западу от пролива Акселоя, а третья в глубокой

впадине (около 110 м) в середине фиорда. Начало работы всех приборов трех буйев 17:00 UTC 9 августа 2010 г., окончание 9:00 UTC 5 сентября 2011 г. Измерения на приборах проводились с интервалом 1 ч.

На каждом буйрепе трех буйев были закреплены несколько измерителей температуры, солености и течений: SBE37, SBE39, Aanderaa RCM7, Seaguard WLR. Держащей плавучестью каждой буйковой станции были восемь притопленных стеклянных сфер Vitrovex. Глубины дна в местах установки буйев 71 м для буя 1, 70 м для буя 2 и 115 м для буя 3. Данные приведены в табл. 1.

Течения в проливе приводили к сильному отклонению буйковой станции от вертикального положения. При обычных приливных течениях колебания по глубине были в пределах 1–2 м. При самых сильных сизигийных приливных течениях приборы заглублялись значительно сильнее. Максимальное заглубление отмечено на бую 2: вместо запланированной глубины измерения прибора 36 м, при сильных сизигийных приливных течениях весь буйреп течение почти полностью пригибалось ко дну, и прибор оказывался на глубине 68 м (рис. 2). Буйковые станции притапливались с интервалом 14 суток.

Максимальные приливы не должны точно соответствовать новолунию и полнолунию. Они могут происходить на 1–3 дня раньше или позднее новолуния и полнолуния [<https://www.seatemperature.com/europe/norway/valbard/tides.html>]. Максимальные заглубления буя, вызванные сильными приливными течениями, могут в свою очередь запазды-

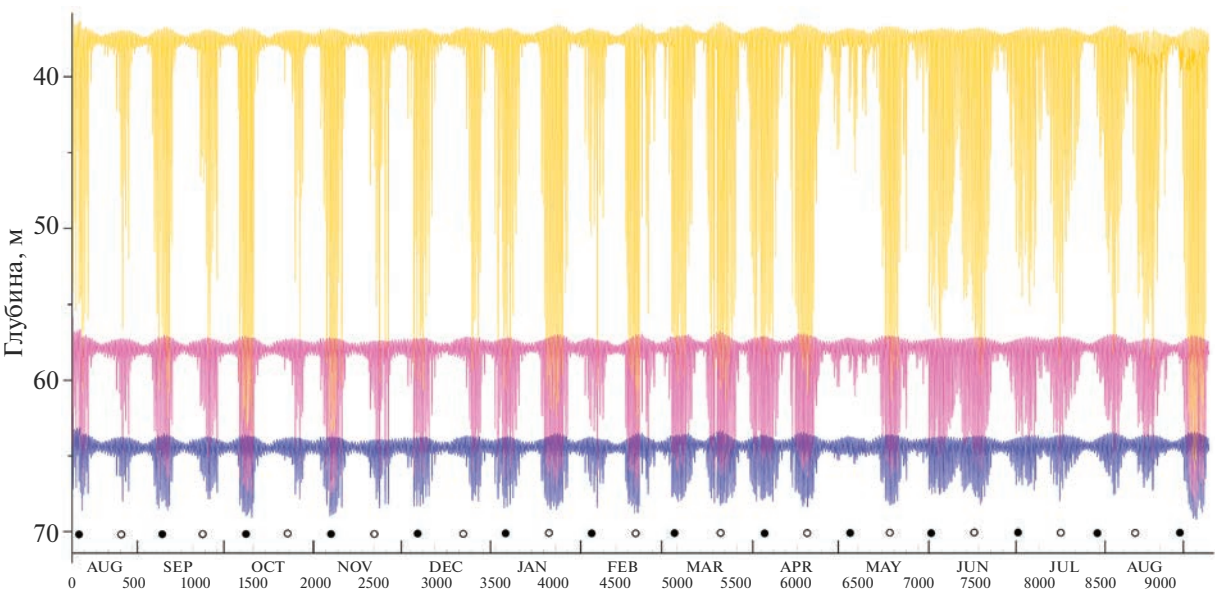


Рис. 2. Максимальные заглубления приборов на буй 2 (приборы на номинальной глубине 36 м: желтая линия; 57 м: ма- линовая линия; и 63 м: синяя линия) и фазы луны в 2010–2011 гг. Цифры вдоль оси абсцисс обозначают часы от начала работы. Номинальная глубина обозначает глубину прибора, который не заглублен сильным течением.

вать от времени максимальных приливных тече- ний, хотя должны происходить в близкие моменты времени.

ОКЕАНОГРАФИЧЕСКАЯ
ХАРАКТЕРИСТИКА РАЙОНА

Буй 2 находился ближе к проливу (2.5 км к во- стоку), чем буй 1 (5 км к западу) от пролива, буй 3 был установлен в 12 км к востоку от пролива. От- метим, что струя сильного течения в проливе про-

должается на выходе течения из пролива, тогда как на входе течения в пролив вода собирается с небольшой окружающей акватории и не образует струи до втекания в пролив. Через 6 ч направле- ние течения меняется, и струя с большой скоро- стью течет в другом направлении из пролива, об- разуя завихрение. Схема течений в проливе пока- зана на рис. 3. Измерители течений AADI RCM7 при сильных течениях прижимало ко дну вместе со всей линией буйа и прибор показывал непра- вильные данные.

Таблица 1. Данные об установке приборов. Указана номинальная глубина — это минимальная глубина в первые часы после установки станции

Номинальная глубина прибора	Прибор	Дно (эхолот)	Расстояние от дна	Измеренные параметры
Буй 1				
64	Seaguard WLR	71	7	Давление, температура
57	SBE 37	71	14	Давление, температура, электропроводность
37	SBE 39	71	34	Давление, температура
36	AADI RCM-7	71	35	Скорость и направление течения, температура, давление
Буй 2				
63	Seaguard WLR	70	7	Давление, температура
57	SBE 37	70	13	Давление, температура, электропроводность
36	SBE 39	70	34	Давление, температура
36	AADI RCM-7	70	34	Скорость и направление течения, температура, давление
16	SBE 37	70	54	Давление, температура, электропроводность
Буй 3				
65	SBE 39	115	50	Давление, температура

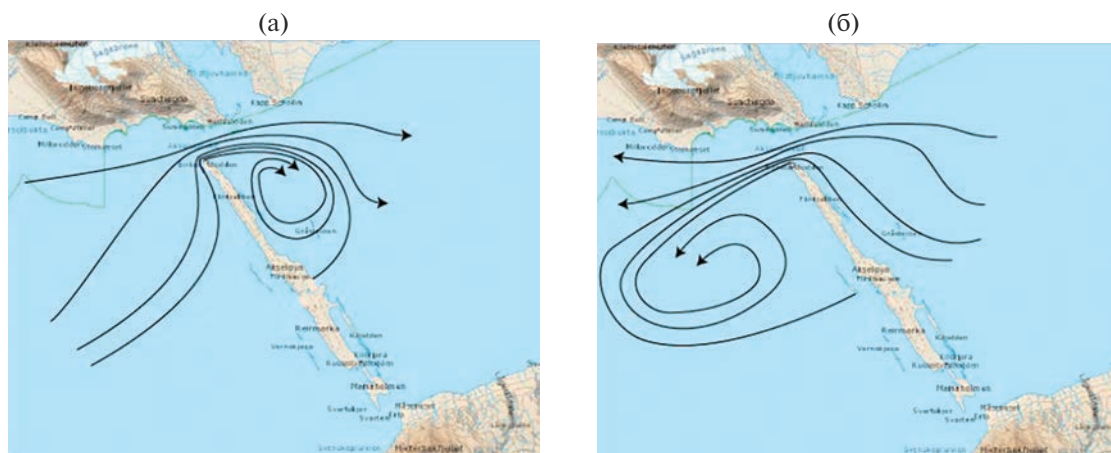


Рис. 3. Схема приливных течений (линии тока) в проливе Акселя в фазе прилива (а) и отлива (б) [Marchenko et al., 2015].

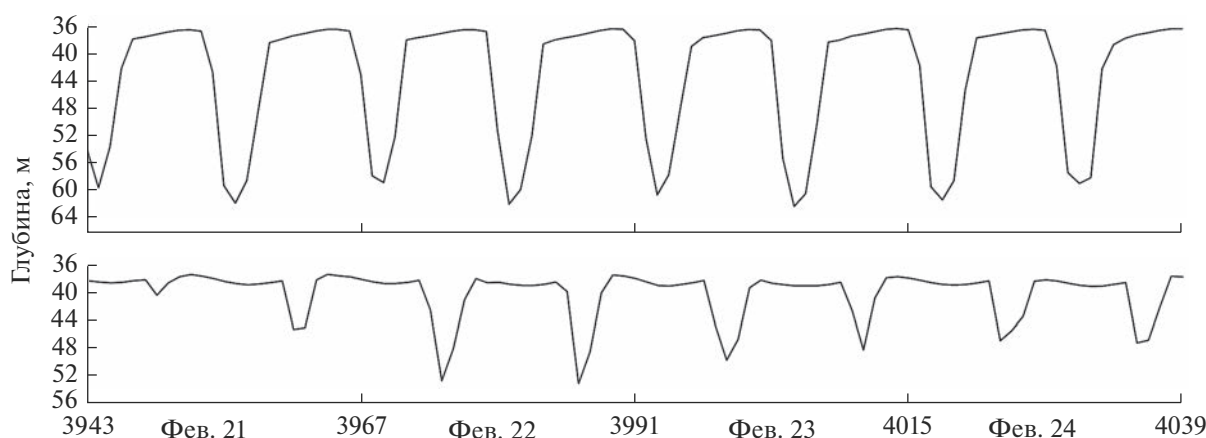


Рис. 4. Заглубление буйев 1 (внизу) и 2 (вверху) по датчикам на номинальной глубине 36 м. Цифры 3943, 3967... показывают часы от начала измерений.

В силу описанного свойства струи сильные затопления буйковой станции (на десятки метров) происходили с интервалом около 12.4 ч, тогда как приливно-отливные течения менялись с периодом около 6.2 ч. На рис. 4 показаны примеры изменения положения прибора на буйках 1 и 2 во времени. При затоплении буя с восточной стороны, западный буй не затопливается. Заметно, что восточный буй затопливается сильнее потому, что он расположен ближе к проливу и на него действует струя с большей скоростью течения.

Аналогично ведут себя и скорости течения, зарегистрированные на измерителях течений на номинальной глубине 36 м, которые в период сильных течений заглублялись почти до дна. Графики показывают, что сильные течения на восточном бье направлены на восток (положительные значения восточной компоненты), аналогичные течения с меньшей скоростью на бье 1

направлены на запад (отрицательные). Моменты сильных течений на разных буйках смещены на 6 ч (рис. 5).

Температурные изменения по измерениям на буйках показывают, что зимой весь слой воды охлаждается почти до температур, близких к замерзанию (рис. 6). Температура всего слоя до дна -1.87°C . При таких соленостях 34.3–34.4 PSU температура замерзания около -1.89°C . В летние месяцы наблюдается положительная температурная стратификация.

Район работ находится в зоне поступления относительно теплых вод с юга, которые заносятся струями Западно-Шпицбергенского течения, которое является продолжением Северо-Атлантического и Норвежского течений. Открытый океан не замерзает зимой. Весь фиорд замерзает к январю, кроме той части, которая находится близко к проливу. В отдельные теплые зимы значительная

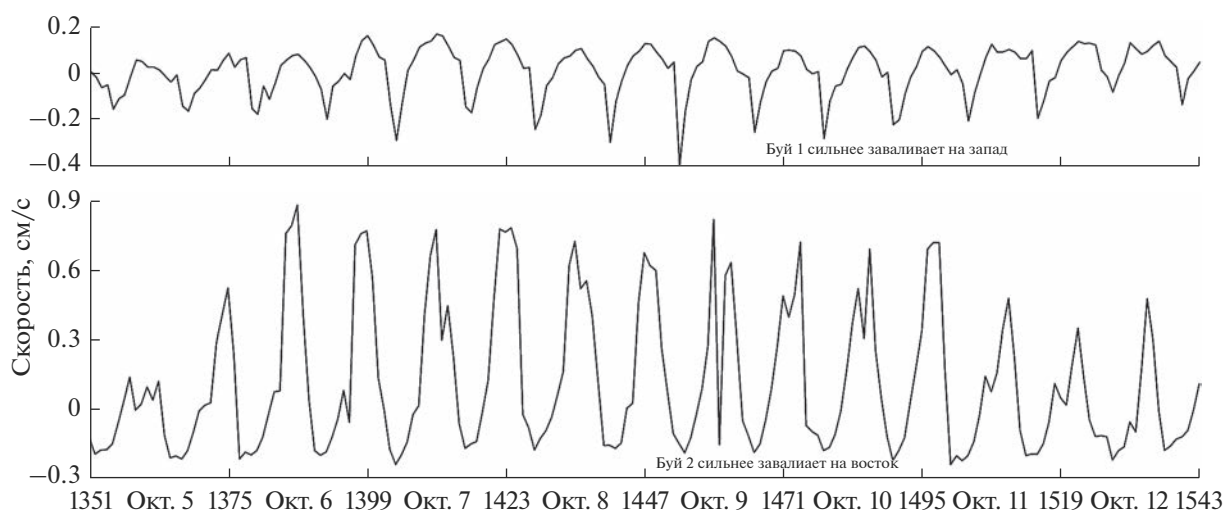


Рис. 5. Зональные скорости на буйе 1 (вверху) и буйе 2 (внизу) по измерителям течений на номинальной глубине 36 м. Цифры 1351, 1375... показывают часы от начала измерений.

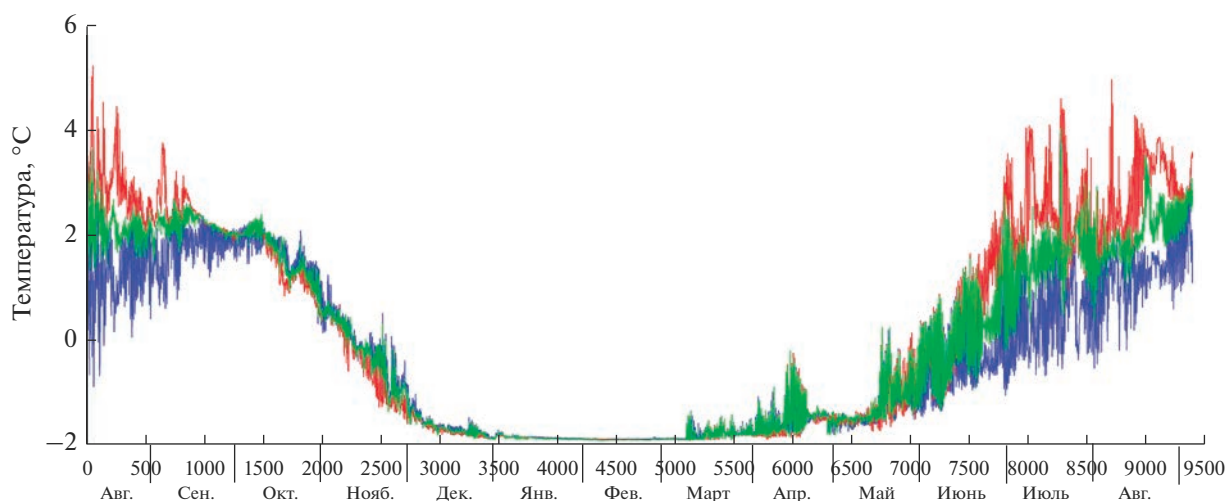


Рис. 6. Изменение температуры на буйе 2 в течение года. Датчики на номинальной глубине 16 м (красная линия), 36 м (зеленая линия), и 63 м (синяя линия).

часть фиорда остается с открытой водой. К западу к острову Акселоя течение приносит воду с меняющимися термохалинными свойствами. Об этом свидетельствуют изменения температуры и солености по данным на буйях.

В летние периоды температура верхнего слоя выше, чем более глубоких слоев. В осенний и весенний период такая стратификация может меняться на более теплые воды в глубоких слоях. Это связано как с адвекцией вод с другими свойствами из океана, так и с конвективным охлаждением воды с поверхности. Этот эффект особенно заметен в осенние месяцы, когда вода на поверхности охлаждается.

Рассмотрим эффект изменения стратификации в осенний период, когда температура в верхнем слое становится ниже, чем в нижнем. Это проиллюстрировано на рис. 7.

Более высокая температура в нижнем слое компенсируется по плотности соленостью и не приводит к неустойчивой стратификации. Покажем это в табл. 2 и 3 на примере измерений в две даты 20 августа и 1 ноября, когда буйковые станции не были притоплены сильным течением. Расчеты показывают, что в тех случаях, когда температура увеличивается с глубиной, более высокая соленость в глубоких слоях поддерживает устойчивую стратификацию. При этом, несмотря на

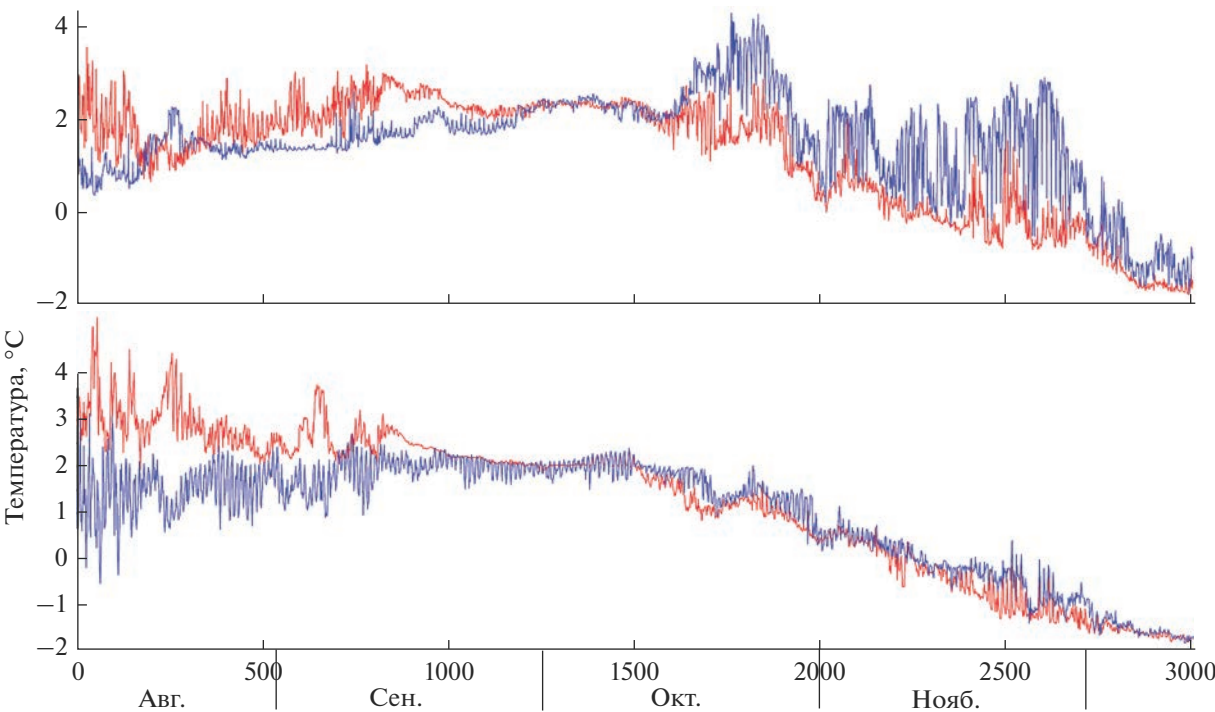


Рис. 7. Изменение температуры в верхнем слое (красная кривая) и нижнем (синяя) на бье 1 (вверху) и бье 2 (внизу). Верхняя панель — номинальные горизонты 37 м и 57 м; нижняя панель — номинальные горизонты 16 и 57 м.

сильный обмен через пролив, свойства вод к западу и востоку от пролива сильно отличаются.

Оценим баланс воды, поступающей в фиорд Ван Майен во время прилива. Площадь фиорда 480 км². Подъем уровня воды при приливах ± 0.75 м. Таким образом, за 6 ч прилива в фиорд через пролив Акселоя должно поступать $480 \times 10^6 \times 1.5$ м³ воды. Ширина пролива Акселоя 1000 м, средняя глубина 18 м. Отсюда можем оценить перенос со средней скоростью V в течение 6 ч (21 600 с):

$$480 \times 1.5 \times 10^6 \text{ м}^3 = 1000 \times 18V \times 21600 \text{ м}^3.$$

Получаем, что средняя скорость потока в проливе за 6 ч $V = 1.85$ м/с, что вполне соответствует максимальным скоростям потока в сизигийный пе-

риод около 3 м/с. Максимальный перенос приливным течением в проливе оценивается как 0.05 Св.

КОЛЕБАНИЯ ИЗОТЕРМ

Колебания температуры не очень показательны для изучения внутренних волн поскольку сильные течения периодически заглубляют всю линию измерительных приборов. Поэтому измерения оказываются не на одном горизонте. Из-за изменения стратификации и вертикального профиля температуры трудно и даже невозможно судить о вертикальных смещениях частиц воды во внутренних волнах. При смене стратификации и вертикального профиля температуры имеется период, когда температура почти одинакова во всем слое. Аналогичный эффект наблюдается при зимнем охлаждении. Тем не менее спектр колебаний

Таблица 2. Буй 1. Характеристики температуры, солености и плотности при изменении стратификации

Номинальная глубина, м	Параметр	Время 250 час или 20 августа	Время 1680 час или 1 ноября
37	T	1.25	1.93
	S	34.75	34.02
	σ	27.98	27.33
57	T	1.54	2.36
	S	34.65	34.16
	σ	28.02	27.55

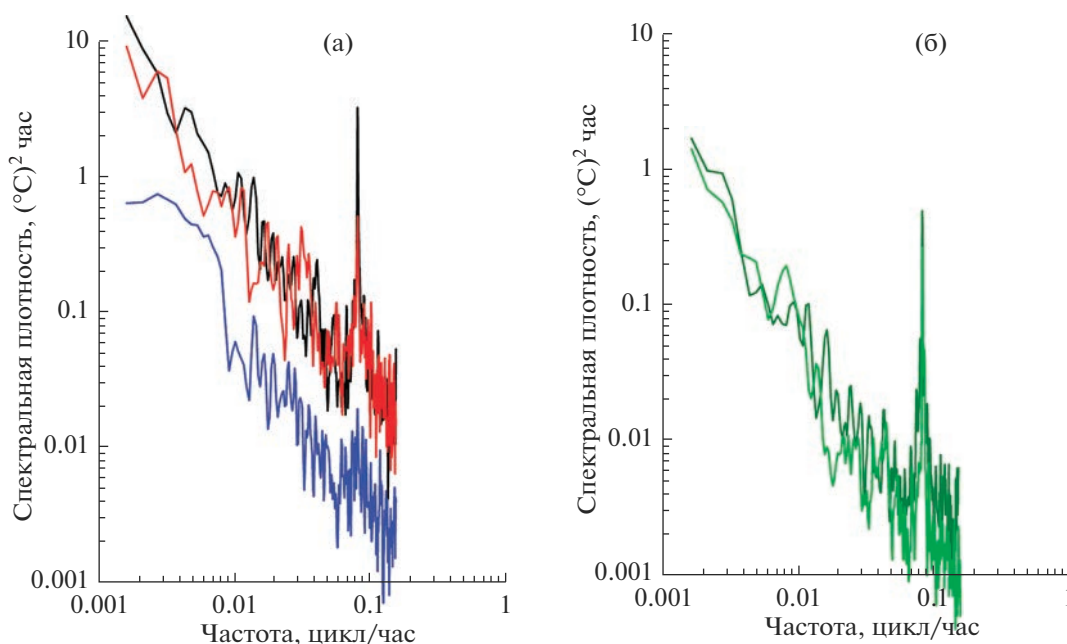


Рис. 8. Спектры температуры (а) по измерениям температуры на номинальной глубине 64 м, буй 1 (черная линия), 37 м, буй 1 (красная линия), и 65 м, буй 3 (синяя линия). Спектр солёности (б) на бую 1 на номинальной глубине 57 м (темная линия), 37 м (светлая линия).

температуры отражает основную характеристику колебаний, определяемых приливными полусуточными внутренними волнами (рис. 8). Буй 3 был установлен далеко от пролива, и внутренняя приливная волна должна затухнуть на таком расстоянии в районе закритических широт. Именно это и показывает спектр температуры на бую 3: пик на частоте M_2 слабый. Стратификация по солёности сохраняется даже зимой, поэтому спектры солёности, рассчитанные по всему ряду измерений, показывают доверительные пики на частоте полусуточного прилива M_2 (рис. 8)

Большую информацию дают колебания изотерм, что равносильно вертикальным колебаниям частиц воды. Рассчитаем изменения глубин изотерм на основе имеющихся измерений на буюх на нескольких глубинах, имея в виду, что мы знаем по датчику давления на какой глубине проводились измерения температуры в каждый момент времени при том, что буйковая станция заглублялась под действием течений.

Из рис. 9 видно, что изменения стратификации во времени приводят к тому, что в рассматриваемом поле глубин изотермы постоянно меняются и замещаются изотермами других температур. На данном рисунке изображены колебания изотерм в период времени, когда стратификация поддерживается типичная для летнего периода времени и теплая вода расположена выше, чем холодная. Выделим изотерму 2°C , оцифруем глубины залегания этой изотермы во времени и рас-

считаем по ней спектр вертикальных смещений частиц воды, считая, что молекулярный и турбулентный обмен тепла малы (то есть нагревание и охлаждение частиц воды незначительно в рассматриваемый период времени около 20 суток) с 10 по 30 августа 2010 г.

На рис. 10 изображены колебания изотермы 2°C во времени в диапазоне глубин 18–65 м. Визуально можно оценить амплитуду колебаний изотермы с периодом 12 ч как 8–9 м со смещением частиц воды около 16–18 м. Колебания глубин изотермы 2°C были подвергнуты полосовой фильтрации с выделением полусуточных колебаний. Результат показан красной линией на рис. 10. Колебания изотермы совершаются с амплитудой около 7–9 м. Начальный и конечный участки ряда обрезаны за счет полосовой фильтрации. Выделенные

Таблица 3. Буй 2. Характеристики температуры, солёности и плотности при изменении стратификации

Глубина		Время 250 час или 20 августа	Время 1680 час или 1 ноября
16	T	4.10	0.87
	S	31.87	33.18
	σ	25.39	26.68
57	T	8.17	0.93
	S	33.46	33.52
	σ	26.32	27.15

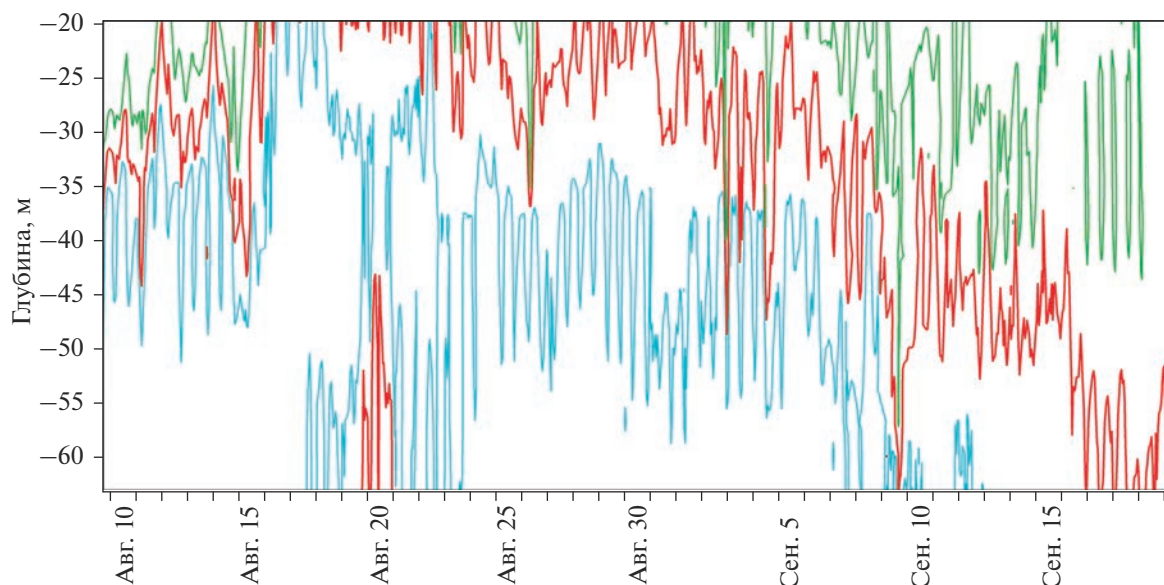


Рис. 9. Колебания изотерм на бую 1 в период времени с 9 августа по 19 сентября 2010 г. Изотерма 2.5°C – зеленая линия, 2.0°C красная линия, 1.5°C голубая линия

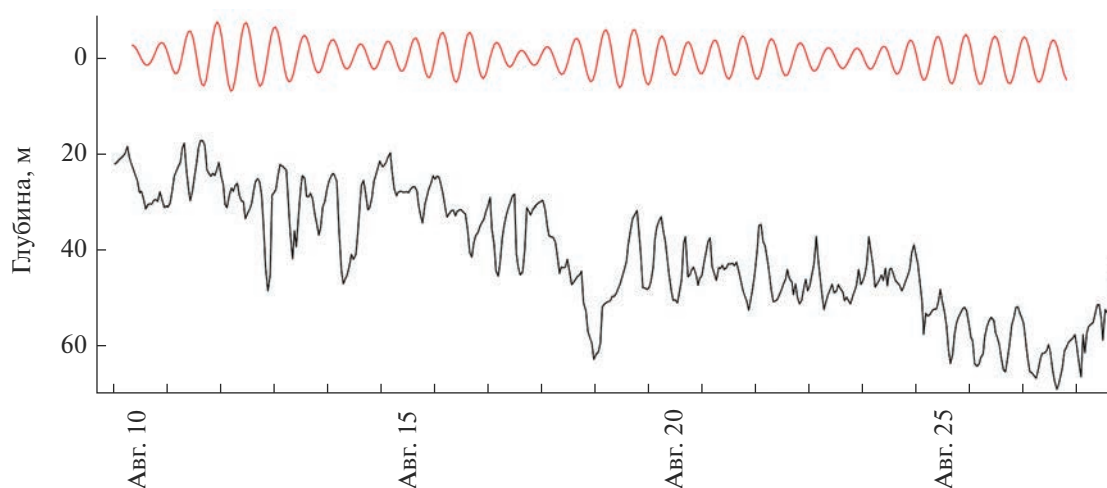


Рис. 10. Колебания глубины залегания изотермы 2°C в период 10–25 августа 2010 г., когда эта изотерма находилась в диапазоне глубин 18–65 м (черная линия). Колебания изотермы после полосовой фильтрации, которая оставила только колебания с периодом 12.4 часа (красная линия). Данные буйковой станции 1.

колебания, по-видимому, вызваны образованием внутренних волн на наклонном дне. Спектр, рассчитанный по колебаниям изотермы за период 500 ч показывает надежный пик на частоте полусуточного прилива (рис. 11).

МОДЕЛЬНЫЙ РАСЧЕТ

Генерация внутренних волн приливного периода на наклонном дне происходит за счет того, что течения баротропного прилива набегают на склон и вызывают вертикальные смещения изопикнических поверхностей. Периодические сме-

щения пикноклина вниз и вверх относительно среднего положения приводят к образованию прогрессивных внутренних волн, которые распространяются в обе стороны от склона. В высоких широтах севернее 74.5° с.ш. внутренние приливы существуют только в районе их генерации над подводными склонами. В районах севернее этой критической широты линейная теория внутренних волн над ровным дном не допускает существования решений для волн с приливной частотой M_2 над ровным дном, поскольку эта частота меньше локальной частоты Кориолиса [LeBlond and Mysak 1978]. Поэтому над ровным дном вол-

ны затухают. Над подводными склонами часто наблюдаются полусуточные внутренние приливы [Marchenko et al., 2021; Pisarev, 1988, 1991, 1992, 1996]. В работах [Pisarev, 1992, 1996; Kurkina and Talipova, 2011] показано, что в арктических районах вблизи подводных склонов наблюдаются внутренние колебания с периодом местного баротропного прилива, тогда как вдали от склонов над относительно плоским дном наблюдаются только пакеты короткопериодных волн. Это подтверждается моделью, представленной в работах [Kurkina and Talipova, 2011; Morozov and Paka, 2010]. В данной работе мы попытаемся воспроизвести генерацию внутренних волн над склоном пролива под воздействием интенсивных течений с помощью модели.

Скорость течений баротропного прилива в проливе была оценена по измерениям на буйковой станции. Рассматривался только интервал времени, когда буйковая станция была расположена вертикально, а сами течения не были очень сильными. Стратификация океана (невозмущенное состояние) принималась по данным STD-измерений и профилю температуры и солености, зафиксированному приборами, установленными на по измерениям на бую. Задается невозмущенное внутренними волнами поле плотности, которому соответствует распределение частоты Вейселя–Брента $N(z)$. Из открытой части моря на подводный склон пролива набегают длинная приливная баротропная волна. Приливные течения, вызываемые этой волной, встречая на своем пути препятствие в виде склона, получают вертикальные составляющие. Это приводит к генерации бароклинных возмущений. Постановка задачи сводится к определению поля генерируемых внутренних волн по известным параметрам стратификации, рельефа дна и скорости баротропного потока в приливе.

Использована численная модель [Власенко, 1992], которая построена на основе полных уравнений гидродинамики, учитывающих нелинейность волнового процесса, а также турбулентный обмен и диффузию плотности. Рассматривается двумерный (x, z) поток в непрерывно стратифицированном вращающемся океане переменной глубины. Для учета вращения вводится третья координата, однако изменчивость вдоль этой координаты не рассматривается. Модель подробно описана в работах [Vlasenko 1992; Vlasenko et al., 2005; Morozov, Pisarev, 2002; Morozov et al., 2003].

Периодически изменяемые вертикальные составляющие течений вызывают вертикальные колебания изопикнических поверхностей и за счет этого механизма возбуждаются внутренние волны приливного периода. Таким образом, по заданным параметрам возбуждающей волны, стратификации и рельефа решается задача расчета па-

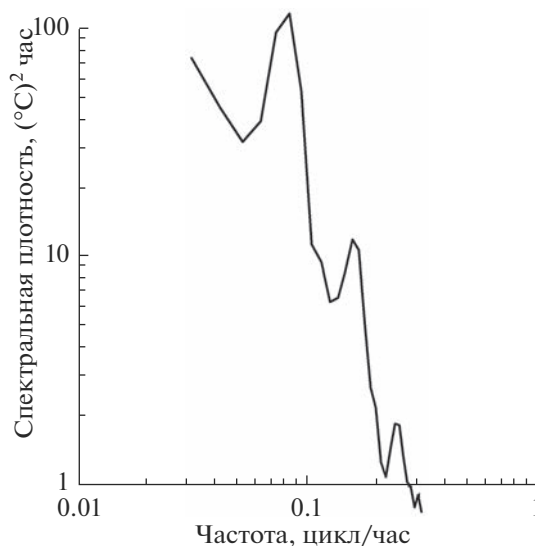


Рис. 11. Спектр колебаний глубины изотермы 2°C в период 10–25 августа 2010 г. по данным буйковой станции 1.

раметров бароклинных волновых возмущений. Расчеты по численной модели позволяют оценить амплитуду внутренних волн и потоки их энергии в непосредственной близости от района генерации.

Для проведения расчетов по модели было выбрано рабочее поле протяженностью 22 км с шагом по горизонтали, равным 33 м, и 20 уровнями по вертикали. Рабочее поле (22 км) было выбрано, чтобы избежать влияния краевых эффектов на колебания изопикнических поверхностей около склона. Ширина склона относительно поперечного хребта пролива в обе стороны около 7500 м, осредненная глубина гребня поперечного хребта 18 м, а глубина океана вокруг пролива около 80 м. Шаг по времени равнялся 11 с. Такие значения вполне удовлетворяют условию Куранта–Фридрихса для устойчивой работы численной модели. Коэффициенты горизонтальной вихревой вязкости и диффузии плотности задавались равными $5.0 \text{ м}^2/\text{с}$, а соответствующие коэффициенты по вертикали равнялись $0.0001 \text{ м}^2/\text{с}$.

Расчеты по модели проводились в течение восьми приливных периодов. Изменения стратификации в модели вызываются внутренневолновыми движениями и, поэтому можно проследить генерацию внутренней волны над склоном и распространение волны, которая согласно теории, будет вынужденной над склоном и затухать после прохождения склона.

Расчетное поле плотностей после шести приливных периодов расчета по модели показано на рис. 12. Плотность на поверхности задана величиной 1.02586 кг/дм^3 . Изолинии плотности обозна-

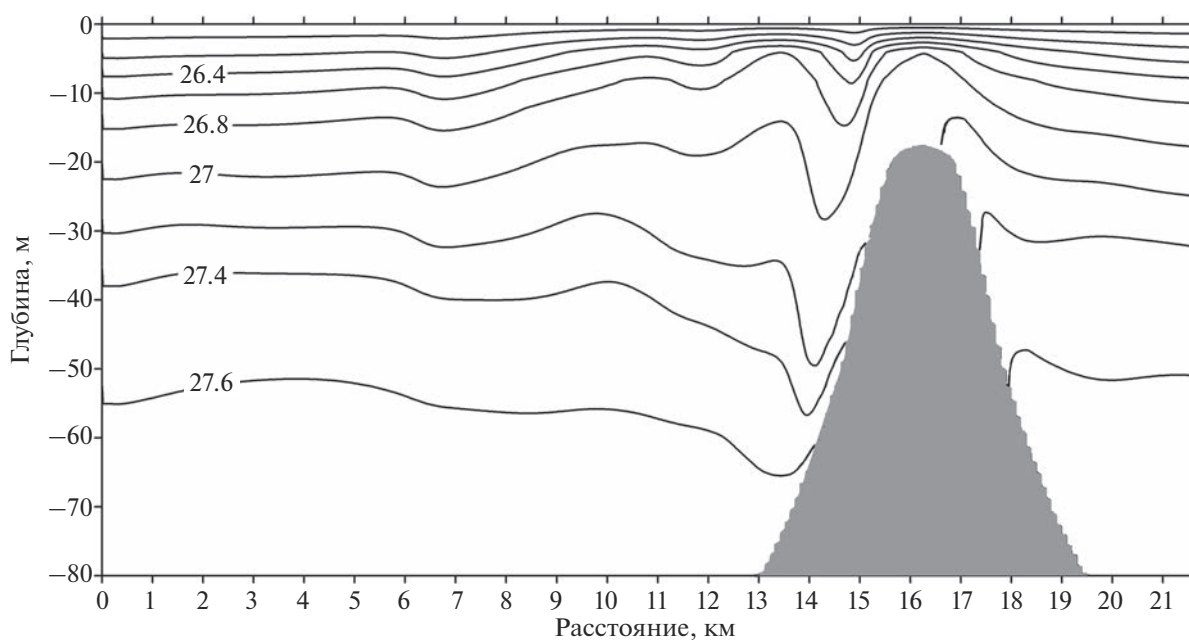


Рис. 12. Модельный расчет колебаний изопикнических поверхностей около пролива.

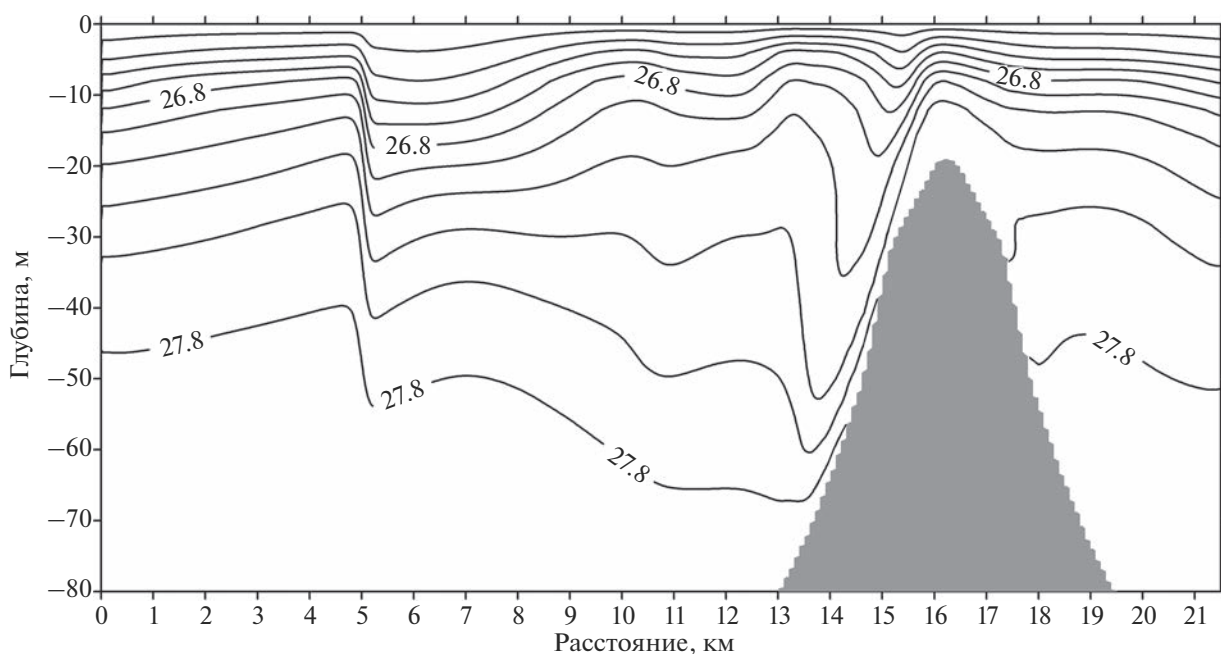


Рис. 13. Модельный расчет с теми же параметрами, как и на рис. 12, но для широты 20° .

чены как условная плотность 27.1, что обозначает плотность 1.0271. Изолинии проведены с интервалом 0.0002 кг/дм^3 .

Расчет показывает, что над склоном вертикальные смещения достигают почти 20 м и быстро затухают при удалении от склона. Такая задача решалась другими методами и другими авторами

в близком районе над Шпицбергенской банкой [Rippeth et al., 2017].

Для сравнения, аналогичный расчет был проведен для умеренных широт 20° . В модели была заменена только одна цифра: широта 77° заменена на 20° . Волна над склоном почти такая же, как и в случае закритической широты. Однако затуха-

ния волны при распространении от склона не происходит (рис. 13). При распространении волны наблюдается внутренний бор.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Измерения температуры, солености и течений в районе сильнейших приливных течений пролива Акселя у устья фиорда Ван Майен в южной части острова Западный Шпицберген показали, что течения при обтекании подводного поперечного порога в проливе генерируют интенсивные внутренние волны приливного полусуточного периода. Волны являются вынужденными на подводном склоне и затухают по мере удаления от пролива и склона. Смещения частиц воды во внутренних волнах достигают 20 м при глубинах над склоном около 70 м. Приливные течения в проливе достигают скорости 3.5 м/с и формируют интенсивную струю при вытекании из пролива. При втекании в пролив вода собирается с акватории около пролива и при затекании не образует концентрированную струю. Она образуется при вытекании из пролива в его восточной или западной части. Интенсивная струя течений во время сизигийных приливов приводит к тому, что вся линия буйковой станции с приборами и держащей плавучестью почти ложится на дно. Приборы были оснащены датчиками давления что позволило рассчитать колебания изотерм во времени, несмотря на такое вертикальное движение всей буйковой станции. На удалении 12 км от пролива полусуточная внутренняя волна уже не регистрировалась на буйковой станции. Измеренные в районе севернее критической широты характеристики внутренних волн полусуточного приливного периода хорошо описываются использованной моделью [Власенко, 1992].

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследование проведено при поддержке Федеральной программы “Климат и Экология” в рамках госзадания Минобрнауки FMWE-2023-0002 (судовые измерения) и гранта РФФИ № 21-17-00278 (анализ натурных данных и моделирование внутренних волн).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Власенко В.И. Нелинейная модель генерации бароклинных приливов над протяженными неоднородностями рельефа дна // Морской гидрофизический журн. 1992. № 6. С. 9–16. *Physical Oceanography (Morskoy gidrofizicheskiy zhurnal)*. 1992. V. 3. P. 417–424.
- Зубов Н.Н. Гидрологические работы морского научного института в юго-западной части Баренцева моря летом 1928 г. летом на э/с “Персей” // Труды ГОИН, 1932. Т. 2. В. 4. С. 3–80.

- Kowalik Z., Marchenko A., Brazhnikov D., Marchenko N. Tidal currents in the western Svalbard Fjords // *Oceanologia*. 2015. V. 57. № 4. P. 318–327. <https://doi.org/10.1016/j.oceano.2015.06.003>
- Konyaev K.V. Internal tide at the critical latitude // *Izv., Atmos. Ocean. Phys.* 2000. V. 36. № 3. P. 396–408.
- Konyaev K.V., Plueddemann A., Sabinin K.D. Internal Tide on the Ermak Plateau in the Arctic Ocean // *Izv. Atmos. Ocean. Phys.* 2000. V. 36. № 4. P. 542–552.
- Kurkina O.E., Talipova T.G. Huge internal waves in the vicinity of the Spitsbergen Island (Barents Sea) // *Natural Hazards Earth System Studies*. 2011. V. 11. P. 981–986.
- LeBlond P.H., Mysak L.A. *Waves in the ocean*. Amsterdam: Elsevier oceanographic series. Elsevier, 1978. 602 p.
- Marchenko A., Shestov A., Karulin E., Morozov E., Karulina M., Bogorodsky P., Muzylev S., Onishchenko D., Makshtas A. Field studies of sea water and ice properties in Svalbard fjords // *Proceedings of the 21st International Conference on Port and Ocean Engineering under Arctic Conditions July 10–14, 2011 Montréal, Canada*. 2011.
- Marchenko A., Kowalik Z., Brazhnikov D., Marchenko N., Morozov E. Characteristics of sea currents in navigational strait Akselsundet in Spitsbergen // *Proceedings of the 23rd International Conference on Port and Ocean Engineering under Arctic Conditions June 14–18, 2015 Trondheim, Norway*. 2015.
- Marchenko A.V., Morozov E.G., Kozlov I.E., Frey D.I. High-amplitude internal waves southeast of Spitsbergen // *Continental Shelf Research*. 2021. V. 227. P. 104523.
- Morozov E.G., Pisarev S.V. Internal tides at the Arctic latitudes (numerical experiments) // *Oceanology*. 2002. V. 42. № 2. P. 153–161.
- Morozov E.G., Trulsen K., Velarde M.G., Vlasenko V.I. Internal tides in the Strait of Gibraltar // *J. Physical Oceanography*. 2002. V. 32. P. 3193–3206.
- Morozov E.G., Paka V.T. Internal waves in a high-latitude region // *Oceanology*. 2010. V. 50. № 5. P. 668–674.
- 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 Research*. 2019. V. 87. P. 179–191.
- Parson A.R., Bourke R.H., Muench R.D., Chiu C.-S., Lynch J.F., Miller J.H., Pluedemann A.J. The Barents Sea Polar Front in summer // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. № C6. P. 14201–14221.
- Pisarev S.V. Experimental frequency spectra of internal waves in an ice-covered high-latitude basin // *Oceanology*. 1989. V. 28. № 5. P. 577–580.
- Pisarev S.V. Some measurements of the spatial and temporal characteristics of internal waves in an ice-covered high-latitude basin // *Oceanology*. 1991. V. 31. № 1. P. 42–46.
- Pisarev S.V. Spatial and temporal characteristics of internal waves at the edge of the continental shelf in the Arctic basin // *Oceanology*. 1992. V. 32. № 5. P. 579–583.
- Pisarev S.V. Low-frequency internal waves near the shelf edge of the Arctic basin // *Oceanology*. 1996. V. 36. № 6. P. 771–778.
- Plueddemann A.J., Krishfield R., Takizawa T., Hatakeyama K., Honjo S. Upper ocean velocities in the Beaufort Gyre // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. № 2. P. 183–186.

- Rippeth T.P., Vlasenko V., Stashchuk N., Scannell B.D., Green J.A.M., Lincoln B.J., Bacon S. Tidal conversion and mixing poleward of the critical latitude (an Arctic case study) // *Geophysical Research Letters*. 2017. V. 44. P. 12,349–12,357.
<https://doi.org/10.1002/2017GL075310>
- Støylen E., Fer I. Tidally induced internal motion in an Arctic fjord // *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2014. V. 21. P. 87–100.
<https://doi.org/10.5194/npg-21-87-2014>
- Støylen E., Weber J.E.H. Mass transport induced by internal Kelvin waves beneath shore-fast ice // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. C03022.
<https://doi.org/10.1029/2009JC005298>
- Vlasenko V., Stashchuk N., Hutter K. *Baroclinic Tides: Theoretical Modeling and Observational Evidence*. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. 351 p.

Internal Waves in the Region of the Akselsundet Strait of Western Spitsbergen Island

E. G. Morozov^{1, 2, 3, *} and S. V. Pisarev¹

¹*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Nakhimovsky prosp., 36, Moscow, 119997 Russia*

²*Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy per., 9, Dolgoprudny, Moscow region, 141707 Russia*

³*Marine Hydrophysical Institute, RAS, Kapitanskaya st., 2, Sevastopol, 2299011 Russia*

*e-mail: egmorozov@mail.ru

Moored measurements of temperature, salinity, and currents at three moorings that operated for a year in the area of strong tidal currents in the area of the Akselsundet Strait at the mouth of the Van Mayen fiord on Western Svalbard Island are analyzed. Tidal currents flowing around an underwater sill in the strait generate intense tidal internal waves. Forced internal waves exist above the underwater slope. Vertical displacements of water particles reach 20 m. Waves rapidly decay as they propagate away from the strait and slope. They are no longer recorded as far as 12 km from the strait. Tidal currents in the strait reach a speed of 3 m/s and form an intense jet when flowing out of the strait. A strong jet of currents during spring tides presses the instruments on moorings to the bottom.

Keywords: Tidal internal waves, supercritical latitudes, Spitsbergen, tidal currents, forced oscillations, Akseløya Island

УДК 551.551.25

СООТНОШЕНИЕ ВТОРЫХ И ТРЕТЬИХ ТУРБУЛЕНТНЫХ МОМЕНТОВ В ГОРОДСКОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ НА ПРИМЕРЕ ДАННЫХ МИКРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ МАЧТЫ МГУ

© 2023 г. И. Д. Дрозд^{a, b, c, *}, А. Ю. Артамонов^b, К. В. Барсков^b, А. В. Гавриков^{b, d}, А. Д. Пашкин^b,
И. А. Репина^{b, c, e}, В. М. Степаненко^{a, b, c, e}

^aМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Географический факультет,
ул. Ленинские Горы, 1, стр. 1, Москва, 119234 Россия

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

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

^dИнститут океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Нахимовский просп., 36, Москва, 117218 Россия

^eМосковский центр фундаментальной и прикладной математики,
ул. Ленинские горы, 1, стр. 1, Москва, 119234 Россия

*e-mail: drozdil.msu@gmail.com

Поступила в редакцию 06.02.2023 г.

После доработки 21.04.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Данная работа посвящена тестированию гипотезы о наличии диагностической связи между вторыми и третьими моментами гидродинамических величин c_1 и c_2 в пограничном слое атмосферы над геометрически сложной поверхностью: $\overline{w'c_1c_2} = CS_{c_1}\sigma_{c_1}\overline{w'c_2}$. Для проверки данного соотношения использовался семимесячный ряд высокочастотных наблюдений на микрометеорологической мачте, установленной в Метеорологической обсерватории МГУ им. М.В. Ломоносова. Исходя из статистического распределения третьих моментов, были определены оптимальные методы для анализа достоверности исследуемой зависимости. Впервые на большом ряде данных была получена статистически обоснованная оценка оправдываемости тестируемой гипотезы в условиях городской подстилающей поверхности. Исследовано влияние условий стратификации, а также характера подстилающей поверхности в области формирования потока на выполнение связи между вторыми и третьими моментами. Установлено, что для третьих моментов $\overline{w'w'T'}$, $\overline{w'T'T'}$, $\overline{w'u'u'}$ и $\overline{w'v'v'}$ соотношение вторых и третьих моментов справедливо в 80% случаев.

Ключевые слова: пограничный слой атмосферы, городская поверхность, метод ковариации пульсаций, турбулентные потоки, третьи моменты

DOI: 10.31857/S0002351523040156, **EDN:** ZDJNCZ

ВВЕДЕНИЕ

Математическое описание турбулентных процессов в пограничном слое атмосферы является важной составляющей успешного решения задач численного прогноза ее динамики. Эти процессы являются основным механизмом обмена энергией и массой между атмосферой и поверхностью. Для расчета турбулентных потоков в статистически однородном по горизонтали приземном слое

широкое распространение получила теория подобия Монина-Обухова (ТПМО) [Монин и Обухов, 1954], обобщение которой на случай потока над неоднородной поверхностью в настоящее время практически не разработано. Использование ТПМО ограничено нижним слоем атмосферы над однородной поверхностью, в котором параметр устойчивости $|z/L| \leq 1-2$ [Монин и Яглом, 1965; Kaimal and Finnigan, 1994; Wyngaard, 2010]. При этих условиях статистические характеристики метеорологических полей могут зависеть лишь от высоты измерений.

Данные измерений показывают, что в неоднородном ландшафте (поляна, озеро, окруженные

Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на IV Всероссийской конференции с международным участием “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти академика А.М. Обухова (Москва, 22–24 ноября 2022 г.).

лесом, городские и горные каньоны) на уровнях стандартных измерений наблюдается быстрое изменение потока тепла и импульса с высотой, что не позволяет в общем случае ассоциировать измененные на определенной высоте потоки с потоками на поверхности. смотря на идеализированность условий ТПМО, эта теория, совместно с теорией Колмогорова о существовании инерционного интервала в спектрах компонент скорости, широко используется для оценок потоков импульса, тепла и влаги, переноса примесей в приземном слое в моделях прогноза погоды и климата как над сушей, так и над морем. При наличии горизонтальных и вертикальных градиентов статистических моментов метеорологических величин (в частности, потоков) применение ТПМО должно приводить к ошибкам, уровень которых к настоящему времени изучен недостаточно.

Затруднения применимости ТПМО над неоднородными ландшафтами связано, прежде всего, с тем, что к локальному турбулентному перемешиванию, вызванному высокочастотной турбулентностью, здесь добавляются нелокальные процессы, вызванные неоднородностью генерации турбулентных движений и различными мезомасштабными циркуляциями. При определенных условиях ТПМО применима и над неоднородной поверхностью, но для расчета характеристик атмосферной турбулентности в этом случае необходим более обобщенный подход, который может содержать, в том числе, и классическую ТПМО как частный случай [Johansson et al., 2001; Wilson, 2008]. Были попытки включения в функции подобия новых независимых безразмерных групп [Grachev et al., 2015, 2018], или введения новых эмпирических масштабов [Барсков и др., 2018], а также разработки теории подобия, учитывающей не только вертикальные, но и горизонтальные масштабы турбулентных течений [Tong and Nguen, 2015; Stiperski and Calaf, 2022], но эти работы носили скорее частный характер.

Для изучения статистических характеристик турбулентности пограничного слоя атмосферы в условиях городской застройки необходимы экспериментальные данные. Полученные закономерности в перспективе могут позволить обобщить ТПМО для использования в условиях неоднородного ландшафта.

В настоящей работе приводятся результаты исследования механизмов турбулентного обмена над геометрически сложной городской поверхностью по данным микрометеорологической мачты, установленной в Метеорологической обсерватории (МО) МГУ.

АЛГЕБРАИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ ВТОРЫХ И ТРЕТЬИХ МОМЕНТОВ ПРИ НАЛИЧИИ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР

Турбулентные замыкания второго порядка, использующие алгебраическую связь между вторыми и третьими моментами, полученную в предположении наличия когерентных структур, впервые были предложены в теоретических исследованиях конвективного пограничного слоя [Abdella and McFarlane, 1997; Zilitinkevich et al., 1999; Barskov et al., 2022]. Согласно выдвинутой этими авторами гипотезе, при преобладании вклада в турбулентные потоки крупномасштабных вихрей, вторые и третьи моменты, включающие скалярную величину, например, температуру, связаны алгебраическими соотношениями:

$$\overline{w'w'\theta'} = CS_w\sigma_w\overline{w'\theta'}, \quad (1)$$

$$\overline{w'\theta'\theta'} = CS_\theta\sigma_\theta\overline{w'\theta'}, \quad (2)$$

где $S_c = \frac{\overline{c'^3}}{\overline{c'^2}^{3/2}}$ — коэффициент асимметрии, а

$\sigma_c = \left(\overline{c'^2}\right)^{1/2}$ — стандартное отклонение величины

$c = w, \theta, w$ — вертикальная компонента скорости ветра, θ — потенциальная температура, а C — безразмерная постоянная ~ 1 . Вывод формул (1) и (2) подробно рассмотрен в статье [Zilitinkevich et al., 1999] и в данной работе не приводится. Гипотеза (1) может быть записана с заменой температуры на любую другую скалярную величину (влажность, концентрация газовой или аэрозольной примеси, и т.д.) или горизонтальную компоненту скорости $\theta \rightarrow u_i, i = 1, 2$, т. к. формула (1) при этом остается инвариантной относительно вращения горизонтальных осей декартовой системы. Гипотеза, подобная (2), относительно горизонтальных компонент u_i и $u_j, i, j = 1, 2$; $u_1 = u, u_2 = v$ также должна удовлетворять инвариантности к повороту горизонтальных координатных осей, для этого достаточно принять равенство:

$$\overline{w'u_iu_j} = C \frac{\overline{u_ku_nu_i}}{\overline{u_ku_n}} \overline{w'u_j}, \quad (3)$$

где нижние индексы i, j, k, n принимают значение 1 или 2, суммирование по повторяющимся индексам в правой части необязательно. В частном случае $i = j = k = n$ получаем аналогичное (1–2) выражение:

$$\overline{w'u_iu_i} = C \frac{\overline{u_i^3}}{\overline{u_i^2}^{3/2}} \left(\overline{u_i^2}\right)^{1/2} \overline{w'u_i}. \quad (4)$$

В работе [Zilitinkevich et al., 1999] гипотеза (1–2) для температуры успешно проверена на данных вихреразрешающего моделирования (LES – Large Eddy Simulation) конвективного пограничного слоя.

Уравнения (1–2) получены строго в условиях наличия упорядоченных восходящих и нисходящих ветвей когерентных структур. Но эти структуры могут развиваться не только в конвективном пограничном слое, но и над крупными препятствиями (элементами шероховатости) [Kadivar et al., 2021], сложное сочетание которых представляет собой, например, урбанизированная поверхность. Таким образом, можно предположить, что в слое шероховатости над городской поверхностью упомянутые выше соотношения должны выполняться не только в неустойчивой, но также в безразличной и устойчивой стратификациях [Zilitinkevich, 2002].

Несмотря на то, что алгебраические соотношения (1–2) были предложены более 20 лет назад, работ, проверяющих их на длинном ряде данных измерений, проведено, по-видимому, не было. Так, в работе [Barskov et al., 2019] гипотеза (1) тестировалась на основе данных измерений над озером возле опушки леса за период около недели. Было установлено, при наличии крупных элементов геометрической неоднородности поверхности с наветренной стороны поток тепла лучше описывается формулой (1), а при отсутствии таких элементов – теорией подобия Монина–Обухова. В работе [Пашкин и др., 2021] рассматривается статистическое распределение безразмерной постоянной в уравнении (1) для условий города на примере выборочных непродолжительных серий измерений, и убедительно подтверждается предположение $C \sim 1$. Работа [Barskov et al., 2022] сравнивает распределение третьих моментов над различными типами неоднородной подстилающей поверхности в том числе городской. В настоящей работе в рамках анализа статистических характеристик турбулентности пограничного слоя по данным микрометеорологической мачты Метеорологической обсерватории МГУ им. М.В. Ломоносова осуществляется тестирование гипотезы для условий города на основании длительного (7 месяцев) непрерывного ряда высокочастотных измерений в приложении к вертикальному потоку тепла (1–2), а также к потокам компонент импульса (4).

Задача работы заключается в проверке гипотезы о связи вторых и третьих турбулентных моментов (т. н. “гипотезы Зилитинкевича”) при различных условиях стратификации и характера подстилающей городской поверхности.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Измерительный комплекс микрометеорологической мачты, установленной в метеорологической обсерватории МГУ имени М.В. Ломоносова, включает измерительные уровни на высотах 2.2, 11.1, 18.8 м [Артамонов и др., 2019; Drozd et al., 2022b]. С помощью акустических анемометров компании METEK uSonic-3 Scientific (2.2 и 11.1 м) и uSonic-3 класса А (18.8 м) проводятся измерения трех компонент скорости ветра и акустической температуры с частотой 20 Гц и точностью 0.1 м/с и 0.1°C, соответственно (рис. 1). В данной работе разница между акустической и виртуальной температурой пренебрегается, так как для используемых данных в среднем она составляет 0.01°C, что на порядок меньше точности используемых акустических анемометров.

Перед дальнейшим анализом данные проходят этап первичной обработки. В первую очередь ряды данных с учетом особенностей каждого измерительного прибора приводятся к общему виду, вносятся корректирующие поправки и осуществляется поворот осей приборов, после чего данные с трех измерительных уровней поступают на следующий этап обработки в одинаковых единицах измерения и имеют одинаково направленные оси (рис. 1). После этого фильтруются пиковые значения, отклонение от среднего которых превышает три с половиной стандартных отклонения за двадцатиминутный период осреднения, для вертикальной скорости ветра 5 стандартных отклонений, при этом если отклонения превышают пороговые значения на протяжении 3 и более измерений подряд, такие пики считаются значимыми и не удаляются. Далее, если в обрабатываемом двадцатиминутном ряде данных пропущено не более 20% значений, он переходит на следующий этап обработки, в противном случае все 20 минут не учитывались. Следующим этапом обработки осуществляется восстановление пропущенных данных, для этого используется метод, основанный на гауссовом распределении скоррелированных величин до и после пропуска [Drozd et al., 2022a], пропуска длиннее одной минуты не заполнялись. На финальном этапе обработки осуществляется детрендинг и вычисление средних за 20 мин значений. Далее рассчитываются вторые и третьи моменты скорости и температуры, и производные от них величины.

Для проверки гипотез (1, 2, 4) был выбран массив данных мачты с 1 ноября 2019 г. по 31 мая 2020 г., данные за период с 14:00 03.11.19 по 15:00 09.11.19 и с 02:00 27.12.19 по 03:00 29.12.19 (по Москве) отсутствуют из-за технических неисправностей мачты в это время. В работе продемонстрированы результаты по данным измерений на высоте 11.1 и 18.8 м, эти уровни находятся в верхней части слоя

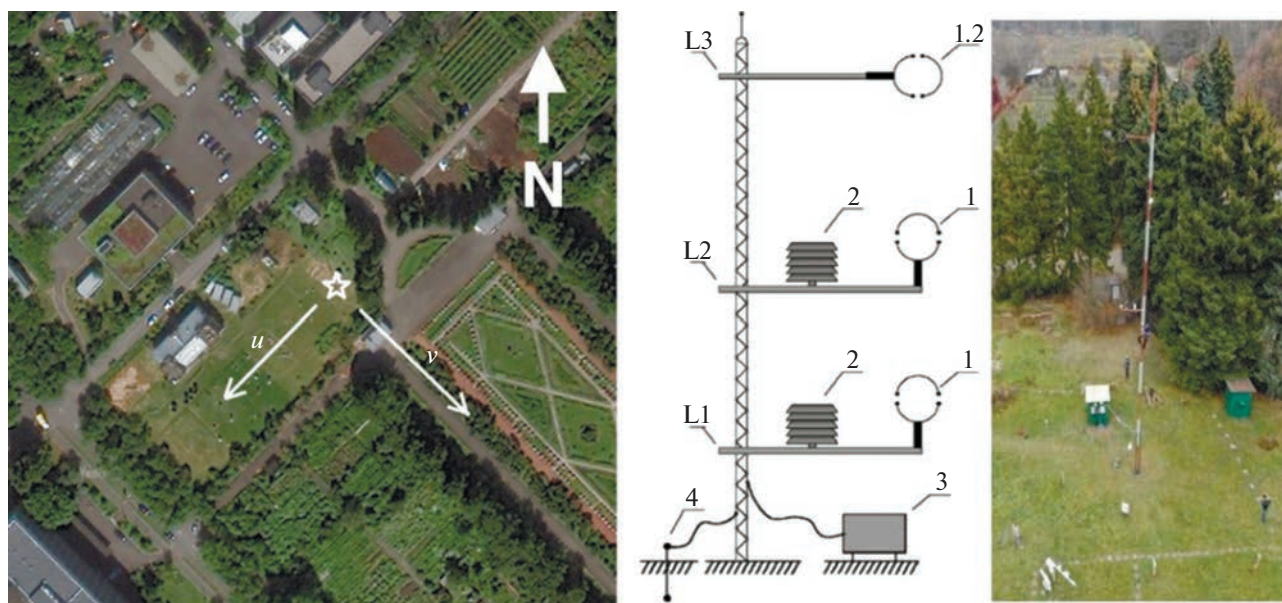


Рис. 1. Месторасположение микрометеорологической мачты (отмечено белой звездой) в Метеорологической обсерватории МГУ и направления горизонтальных осей анемометров (слева); фотография мачты и схема расположения приборов на микрометеорологической мачте в МО МГУ: уровни измерений – L1, L2, L3 на 2.2, 11.1 и 18.8 м; акустические анемометры uSonic-3 Scientific на 2.2 и 11.1 м, анемометр uSonic-3 класса A на 18.8 м – 1; датчики влажности и температуры HMP155 фирмы Vaisala – 2; система сбора данных – 3; контур заземления – 4 (справа) (Артамонов и др., 2019).

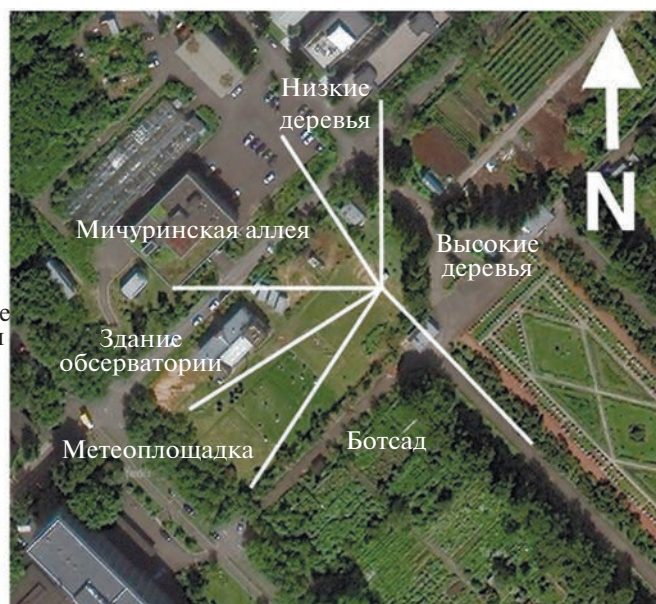
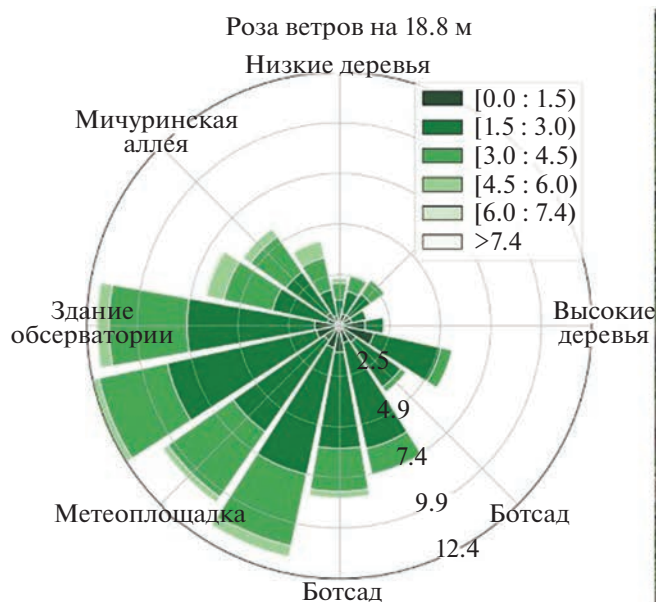


Рис. 2. Роза ветров микрометеорологической мачты МО МГУ с 01.11.19 по 31.05.20 на высоте 18.8 м (слева); сектора направления ветра, выделенные по критерию относительной однородности подстилающей поверхности (справа).

шероховатости (сопоставимы с высотой близлежащих зданий и высоких деревьев) и являются репрезентативными для городского приземного слоя. Измерения за указанный период были разбиты на случаи с различным направлением ветра

(рис. 2). Границы представленных на рис. 2 секторов были выделены по характеру подстилающей поверхности и приведены в табл. 1.

Также для рассмотрения влияния на гипотезы (1, 2, 4) условий стратификации анализируемый

Таблица 1. Выделяемые сектора вокруг мачты МО МГУ. Границы секторов приводятся в градусах относительно севера прибора (азимут 135°)

	Ботсад	Метео- площадка	Здание обсерватории	Мичуринская аллея	Низкие деревья	Высокие деревья
Границы секторов, °	0–70	70–100	100–130	130–180	180–245	245–360

набор данных был разделен по типам стратификации. Для определения условий стратификации использовался параметр устойчивости:

$$\xi = \frac{z}{L} = -\frac{zg u_2 \overline{w'T'}}{\bar{T} (\overline{w'u'^2} + \overline{w'v'^2})^{3/4}}, \quad (5)$$

где z – высота измерений, L – масштаб Обухова, $\bar{T}$ – средняя температура, g – ускорение свободного падения, u_2 – постоянная Кармана, $\overline{w'T'}$ – вертикальный поток тепла, $\overline{w'v'}$ – компоненты вертикального потока импульса. Случаи с $\xi < -0.01$ были отнесены к неустойчивой стратификации, $-0.01 \leq \xi \leq 0.01$ – к безразличной, $\xi > 0.01$ – к устойчивой.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Помимо рассчитанных из данных измерений третьих моментов $\overline{w'w'T'}$, $\overline{w'T'T'}$, $\overline{w'u'u'}$, $\overline{w'v'v'}$, также были получены оценки третьих моментов $\overline{w'w'T'_{th}}$, $\overline{w'T'T'_{th}}$, $\overline{w'u'u'_{th}}$, $\overline{w'v'v'_{th}}$, где $\overline{w'c'_1c'_2_{th}} \equiv S_{c_1} \left(\overline{c'^2_i} \right)^{1/2} \overline{w'c'_2}$ (здесь $c_1 = w$, $c_2 = T$ или $c_1 = c_2 = w, T, u, v$), здесь и далее называемые “теоретическими третьими моментами” и обозначающиеся как третьи моменты с нижним индексом “th”. С использованием введенных обозначений гипотезы (1–2, 4) принимают вид:

$$\overline{w'c'_1c'_2} = C \overline{w'c'_1c'_2_{th}}. \quad (6)$$

Из уравнения (6) видно, что соотношение измеренных и теоретических третьих моментов должно описываться линейной регрессией с нулевым свободным коэффициентом и угловым коэффициентом ≈ 1 , исходя из гипотезы Зилитинкевича. Применяв критерий Стьюдента и оценив уровень значимости p для нулевой гипотезы “угловой коэффициент = 1”, были получены количественные оценки подтверждения гипотезы. Принимается, что гипотеза статистически оправдана, если значение $p > 0.05$. Для оценки значимости полученных результатов приводятся доверительные интервалы уровня 95% для рассчитанных значений угловых коэффициентов регрессии и коэффициентов детерминации. Примеры полу-

ченных для высот 11.1 и 18.8 м в разных секторах оценок по различным третьим моментам показаны на рис. 3.

Приведенные на рис. 3 диаграммы рассеяния позволяют помимо получения численных характеристик достоверности гипотезы визуально оценить характер распределения измеренных третьих моментов относительно теоретических. Для третьих моментов вида $\overline{w'w'T'}$ справедливы следующие закономерности во взаимном распределении. При неустойчивой стратификации наблюдается наибольший разброс значений как измеренных, так и теоретических, причем большинство точек лежит в 3 четверти графика (отрицательные $\overline{w'w'T'}$ и $\overline{w'w'T'_{th}}$). Для устойчивой стратификации разброс третьих моментов на порядок меньше, большинство точек лежит в 1 четверти графика (положительные $\overline{w'w'T'}$ и $\overline{w'w'T'_{th}}$). Амплитуда разброса точек при нейтральной стратификации сопоставима с амплитудой при устойчивой, значения третьих моментов плотно сгруппированы с обеих сторон от 0. Для всех условий стратификации характерен больший разброс значений $\overline{w'w'T'}$, чем $\overline{w'w'T'_{th}}$, т.е. облака точек сильнее вытянуты вдоль оси ординат, из-за чего угловой коэффициент регрессии в большинстве случаев больше 1, наиболее ярко это выражается при нейтральной стратификации, при этом коэффициент детерминации для подвыборки с нейтральной стратификацией наиболее низкий.

Значения третьих моментов $\overline{w'T'T'}$ и $\overline{w'T'T'_{th}}$ распределены с меньшим разбросом, чем третьи моменты вида $\overline{w'w'T'}$. Наибольший разброс точек характерен для условий неустойчивой стратификации, причем облако точек смещено в правую половину графика (положительные $\overline{w'T'T'}$). Облака точек для устойчивой и нейтральной стратификации плотно сгруппированы вокруг 0. При неустойчивой и устойчивой стратификации характерен больший разброс значений $\overline{w'T'T'}$, чем $\overline{w'T'T'_{th}}$, т.е. облака точек сильнее вытянуты вдоль оси абсцисс, из-за чего угловой коэффициент регрессии в большинстве случаев меньше 1. При безразличной стратификации, как и для соотношения $\overline{w'w'T'}$ и $\overline{w'w'T'_{th}}$, наблюдается тенденция

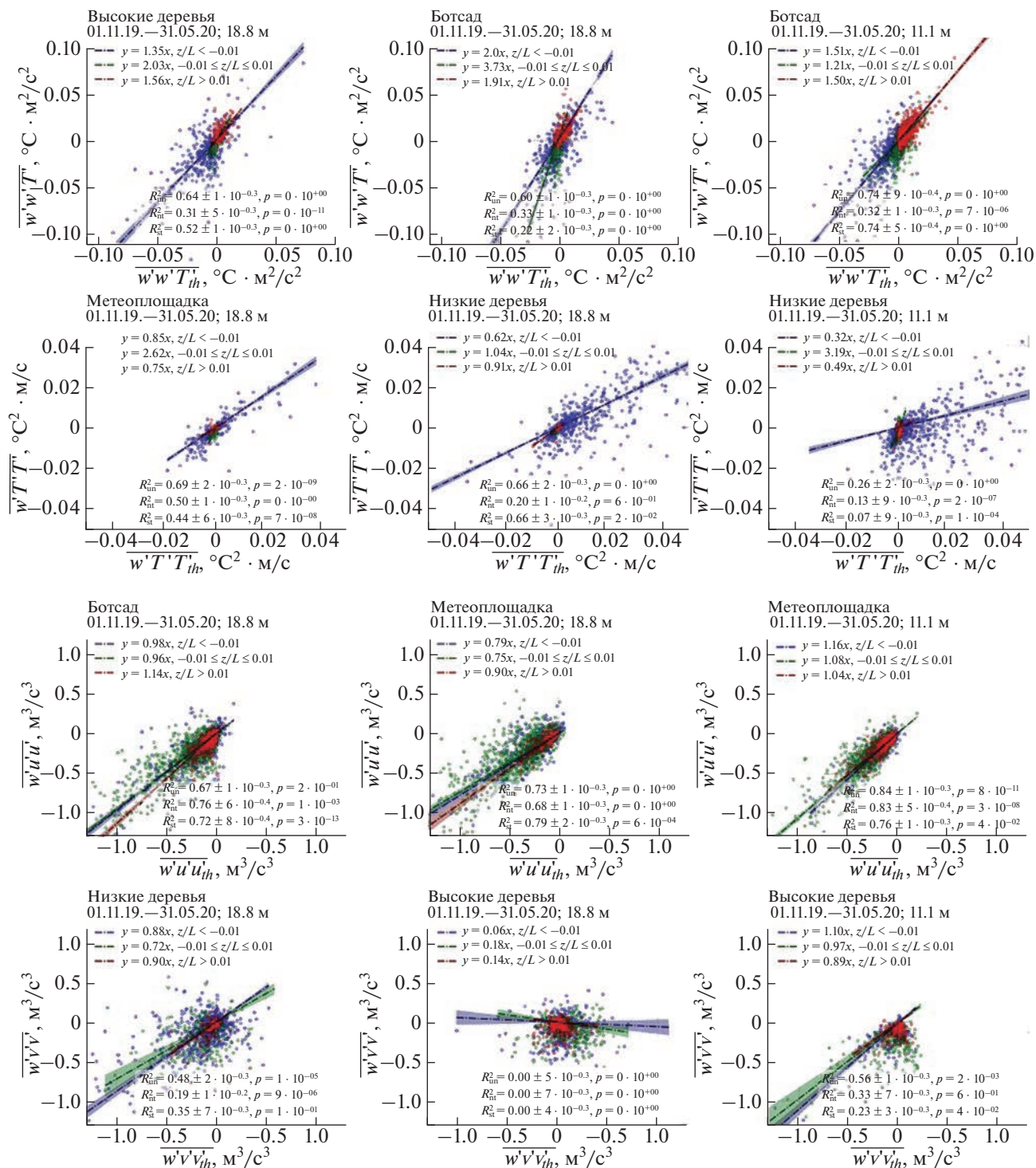


Рис. 3. Распределение измеренных третьих моментов $\overline{w'w'T'}$, $\overline{w'T'T'}$, $\overline{w'u'u'}$, $\overline{w'v'v'}$ относительно теоретических при различной стратификации для секторов направления ветра "Высокие деревья", "Ботсад", "Метеоплощадка", "Низкие деревья", по данным с 18.8 м (столбец 1, 2) и 11.1 м (столбец 3). Цветные кружки показывают соотношение третьих моментов за каждый двадцатиминутный период осреднения. Цветной заливкой приведены доверительные интервалы. Цвета соответствуют разным условиям стратификации: красный — устойчивая, зеленый — нейтральная, синий — неустойчивая, также стратификация отражена в легенде снизу подстрочными индексами: "st" — устойчивая, "nt" — нейтральная, "un" — неустойчивая, в легенде сверху указаны угловые коэффициенты регрессии (угловые коэффициенты пунктирных прямых), снизу коэффициент детерминации и p значение.

к завышению углового коэффициента регрессии ($C > 1$) из-за вытянутости облака точек вдоль оси ординат.

Распределение третьих моментов $\overline{w'u'u'}$ относительно $\overline{w'u'u'_{th}}$ имеет ярко выраженную линейную составляющую и не зависит от условий стратификации. Подавляющее большинство точек лежит в 3 четверти (отрицательные $\overline{w'u'u'}$ и $\overline{w'u'u'_{th}}$), амплитуда разброса точек на порядок выше, чем для третьих моментов $\overline{w'w'T'}$. Для всех условий стратификации характерны высокие коэффициенты детерминации и коэффициенты регрессии близкие к единице. Распределение третьих моментов $\overline{w'v'v'}$ относительно $\overline{w'v'v'_{th}}$, напротив, плохо описывается линейной регрессией. Амплитуда разброса значений $\overline{w'v'v'}$ и $\overline{w'v'v'_{th}}$ для всех условий стратификации сопоставима с третьими моментами $\overline{w'u'u'}$, однако облако точек для большинства рассматриваемых секторов не имеет выраженного тренда в распределении и квазиравномерно распределено вокруг 0. На низкую описательную способность линейной модели для данного типа распределений также указывают низкие коэффициенты детерминации при всех условиях стратификации. Исключение составляет сектор “Высокие деревья” на 11.1 м, там наблюдается наличие слабовыраженного линейного тренда в распределении третьих моментов $\overline{w'v'v'}$.

Полученные в ходе регрессионного анализа угловые коэффициенты (C) и коэффициенты детерминации (R^2) представлены на рисунках 4 (18.8 м) и 5 (11.1 м). Гипотезы (1–2, 4) были проверены по данным с двух высотных уровней на подвыборках из 6 секторов (табл. 1) и по всем направлениям сразу, а также для трех условий стратификации, таким образом для третьих моментов $\overline{w'w'T'}$, $\overline{w'T'T'}$, $\overline{w'u'u'}$ и $\overline{w'v'v'}$ было получено в общей сложности 168 оценок C и R^2 , каждая из которых основана на ряде данных от 310 до 5519 значений. Гипотезы (1–2, 4) считались подтвержденными, если значение коэффициента C или часть его доверительного интервала лежит в диапазоне от 0.5 до 2. На основе полученных оценок для третьих моментов $\overline{w'w'T'}$ и $\overline{w'T'T'}$ была выявлена существенная зависимость распределения значений C и R^2 от стратификации. Так в 79% случаев значения C при нейтральной стратификации оказывались выше, чем значения C в условиях устойчивой или неустойчивой стратификации, при этом 50% завышенных относительно других случаев стратификации значений C лежали выше верхней границы принятия гипотезы (1–2).

Наименьшие значения коэффициента детерминации также характерны для условий нейтральной стратификации в 68% случаев $R^2 < 0.3$, но и в целом третьи моменты $\overline{w'w'T'}$ и $\overline{w'T'T'}$ характеризуются низкими значениями R^2 вне зависимости от условий стратификации, только 29% значений коэффициентов детерминации больше 0.5. При неустойчивой и устойчивой стратификации для $\overline{w'w'T'}$ 86% коэффициентов C имеют значение больше 1, из них 88% в диапазоне от 1 до 2, а для $\overline{w'T'T'}$ 86% значений C меньше 1, из них 88% в диапазоне от 0.5 до 1. При условиях неустойчивой стратификации гипотезы (1–2) были подтверждены в 100% случаев на 18.8 м и в 71% случаев на 11.1 м, при этом R^2 для неустойчивой стратификации наиболее высокий среди других условий стратификаций в 75% случаев, что является наилучшим показателем среди различных условий стратификации для третьих моментов $\overline{w'w'T'}$ и $\overline{w'T'T'}$. Это объясняется более благоприятными условиями формирования вихревых структур в неустойчиво стратифицированном пограничном слое при прочих равных условиях и согласуется, таким образом, с гипотезой Зилитинкевича.

Коэффициенты C и R^2 для третьих моментов импульса ($\overline{w'u'u'}$, $\overline{w'v'v'}$) в рамках одного сектора практически не отличаются, из чего следует, что на выполнение гипотезы (4) условия стратификации погранслоя влияют незначительно. Гипотеза (4) была подтверждена для $\overline{w'u'u'}$ в 86% случаев (все сектора кроме “Мичуринской аллеи”) на 18.8 м и в 100% случаев на 11.1 м со средним коэффициентом детерминации больше 0.6 (за исключением сектора “Мичуринская аллея” на 18.8 м). Для третьих моментов $\overline{w'v'v'}$ в большинстве случаев гипотеза (4) не подтвердилась, только 38% коэффициентов C легли в диапазон от 0.5 до 2, при этом R^2 не превышает 0.2 на 18.8 м и 0.3 на 11.1 м в 74% случаев. Значительная разница в полученных для $\overline{w'u'u'}$ и $\overline{w'v'v'}$ коэффициентах детерминации и линейной регрессии является следствием различия в распределениях этих третьих моментов (рис. 3), на что в свою очередь влияет направление преобладающего ветра в районе измерений (рис. 2). Так ось u акустических анемометров направлена по направлению преобладающих потоков (юго-запад), в то время как ось v перпендикулярна им (юго-восток) (рис. 1). Таким образом при ветре из секторов “Метеоплощадка”, “Здание обсерватории” и “Высокие деревья” v компонента скорости ветра практически отсутствует, ветер из секторов “Ботсад” и “Низкие деревья”

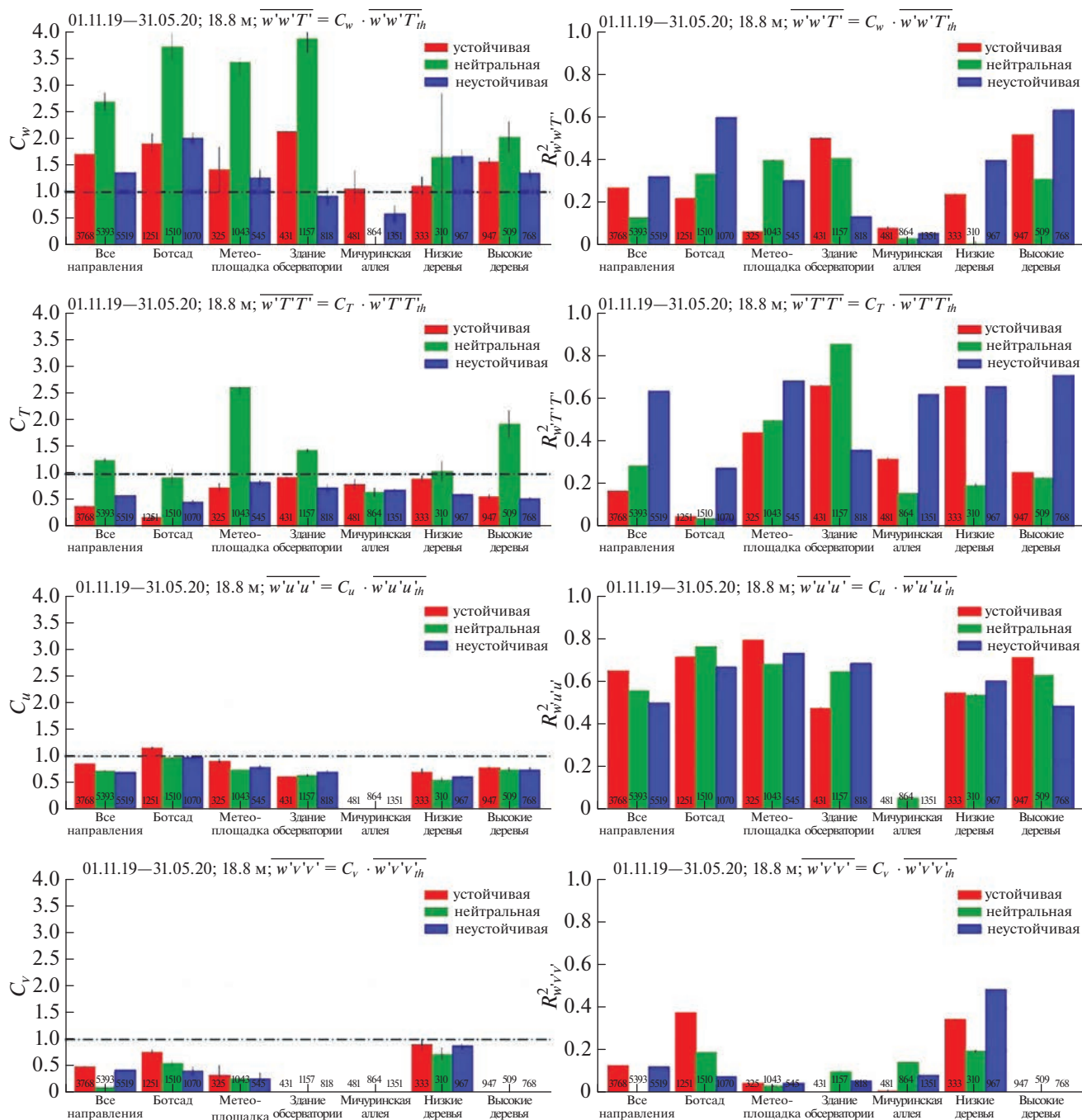


Рис. 4. Угловые коэффициенты (слева) и коэффициенты детерминации (справа) для третьих моментов $w'w'T'$, $w'T'T'$, $w'u'u'$, $w'v'v'$ по данным измерений с 01.11.19 по 31.05.20 на высоте 18.8 м для разных направлений ветра (названия секторов приведены в подписях столбцов). Значения в нижней части столбцов показывают число случаев с данной стратификацией в данном секторе. Черная пунктирная линия показывает теоретическое значение углового коэффициента регрессии для соотношения третьих моментов (приведено в названии для каждого набора столбчатых диаграмм). Вертикальными черными прямыми показаны доверительные интервалы для полученных значений коэффициентов. Цвета соответствуют разным условиям стратификации: красный — устойчивая, зеленый — нейтральная, синий — неустойчивая, также стратификация отражена в легенде.

содержит в равной степени обе компоненты, а в ветре из сектора “Мичуринская аллея” компонента v преобладает. Таким образом ожидается, что гипотеза (4) для $w'u'u'$ будет плохо работать в

секторе “Мичуринская аллея”, а также в секторах “Метеоплощадка”, “Здание обсерватории” и “Высокие деревья” для $w'v'v'$. Однако данное рассуждение в полной мере не объясняет, почему

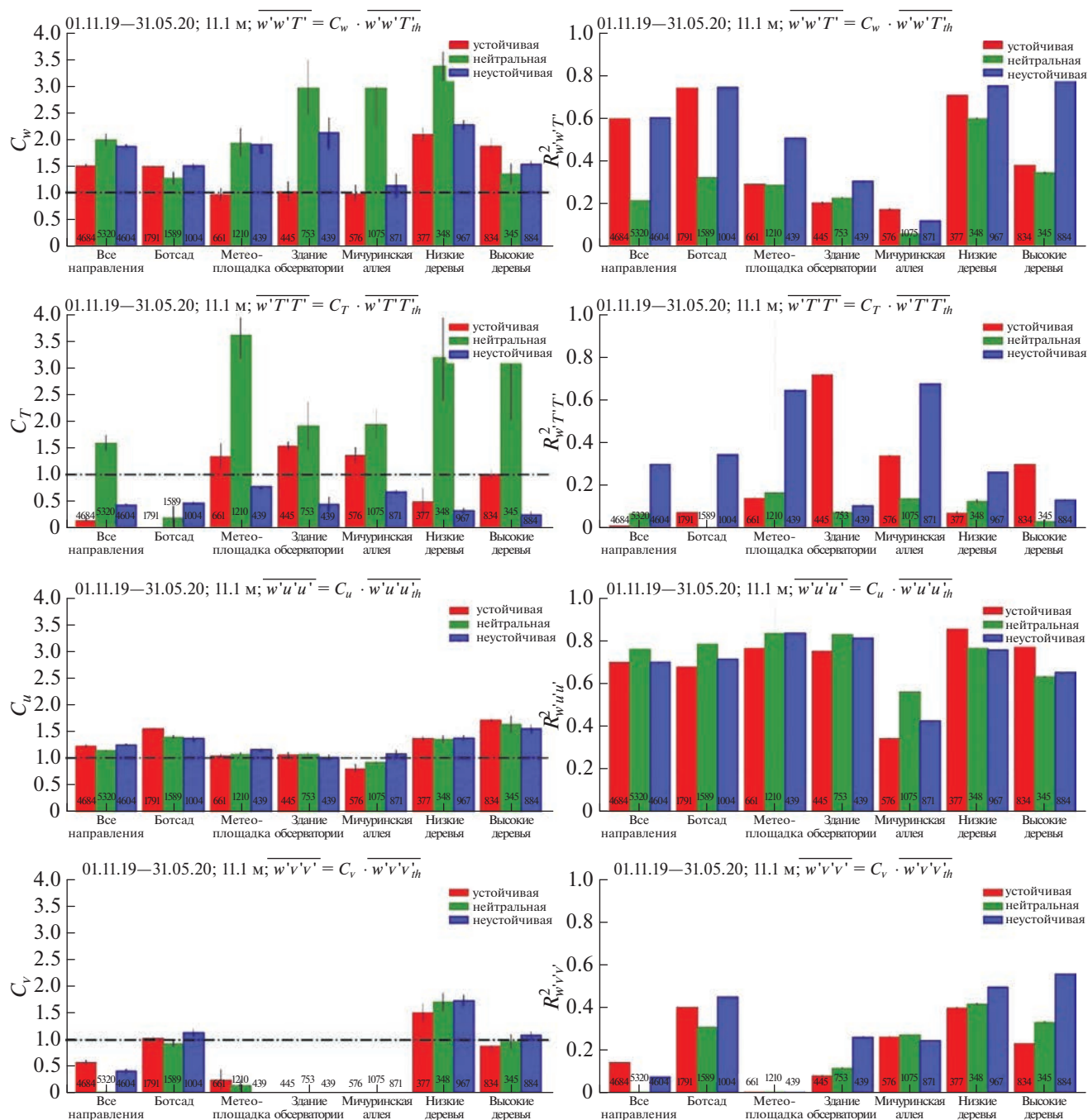


Рис. 5. Угловые коэффициенты (слева) и коэффициенты детерминации (справа) для третьих моментов $w'w'T'$, $w'T'T'$, $w'u'u'$, $w'v'v'$ по данным измерений с 01.11.19 по 31.05.20 на высоте 11.1 м для разных направлений ветра (названия секторов приведены в подписях столбцов). Значения в нижней части столбцов показывают число случаев с данной стратификацией в данном секторе. Черная пунктирная линия показывает теоретическое значение углового коэффициента регрессии для соотношения третьих моментов (приведено в названии набора столбчатых диаграмм). Вертикальными черными прямыми показаны доверительные интервалы для полученных значений коэффициентов. Цвета соответствуют разным условиям стратификации: красный – устойчивая, зеленый – нейтральная, синий – неустойчивая, также стратификация отражена в легенде.

$w'v'v'$ плохо описывается гипотезой (4) в секторе “Мичуринская аллея”, а $w'u'u'$ плохо описывается на 18.8 м и хорошо на 11.1 м в этом же секторе.

Таким образом гипотеза (1) была оправдана для $w'w'T'$ в 76% случаев, гипотезы (2) для $w'T'T'$ в 71% случаев, гипотезы (4) для $w'u'u'$ в 93% слу-

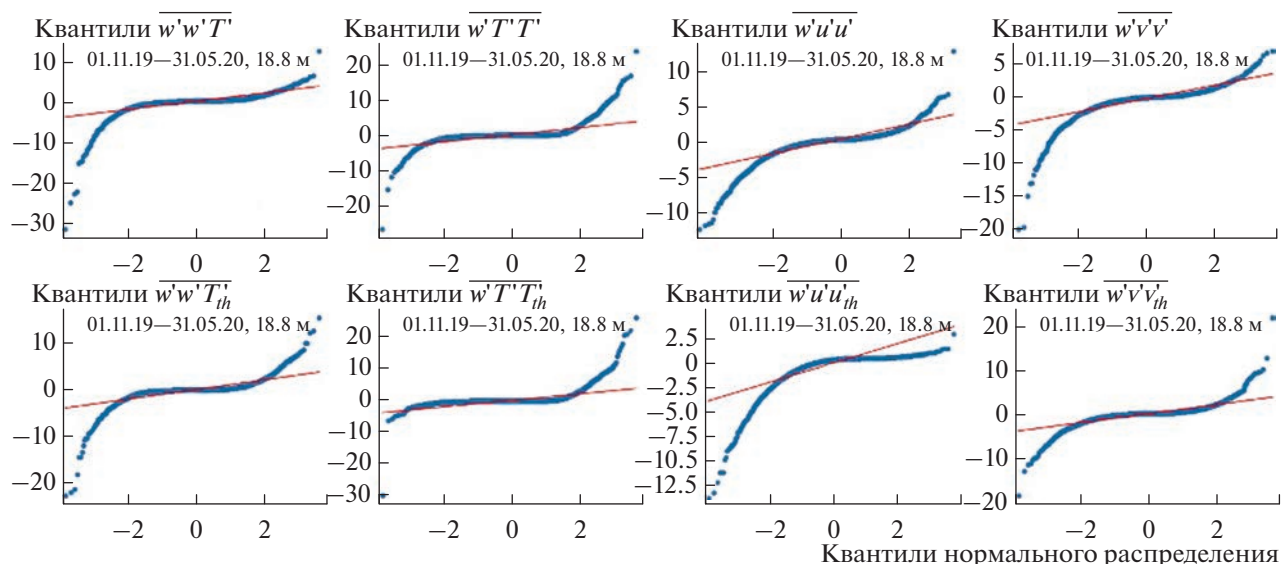


Рис. 6. Графики стандартизированных квантилей измеренных (верхний ряд) и теоретических (нижний ряд) третьих моментов $\overline{w'w'T'}$, $\overline{w'T'T'}$, $\overline{w'u'u'}$, $\overline{w'v'v'}$ по полной выборке данных с 18.8 м и квантилей стандартного нормального распределения. Красная прямая описывается уравнением $y = x$ и показывает абсолютное совпадение распределения изучаемой величины с нормальным распределением. Синяя кривая показывает действительное соотношение распределения третьих моментов и нормального распределения.

чаев, гипотезы (4) для $\overline{w'v'v'}$ в 38% случаев. В общей сложности гипотезы (1–2, 4) для тестируемых третьих моментов были подтверждены в 70% случаев (80% за исключением $\overline{w'v'v'}$).

Отметим, что используемые статистические методы для оценки достоверности нулевой гипотезы (критерий Стьюдента, оценка доверительных интервалов) в большинстве случаев опровергли строгую формулировку гипотезы (1,2, 4) о равенстве измеренных и теоретических третьих моментов, которую можно интерпретировать как “ $C = 1$ ”. Однако стоит учесть, что эти методы проверки соответствия гипотезе имеющейся выборки основаны на предположении нормальности распределения соответствующей случайной величины. В качестве иллюстрации того, что распределение измеренных и теоретических третьих моментов не соответствует нормальному, на рис. 6 представлены Q-Q графики (графики квантилей), которые показывают соотношение квантилей нормального распределения и квантилей распределения третьих моментов, построенных по полной выборке за весь период измерений.

Анализ Q-Q графиков показал, что эмпирическое распределение третьих моментов как измеренных, так и теоретических имеет хвосты в разы, а в отдельных случаях на порядок тяжелее, чем у нормального распределения. Это выражается в значительном отклонении синей линии, показывающей соотношения квантилей нормального распределения и распределения третьих момен-

тов, от красной прямой, указывающей соотношение квантилей при условии нормального распределения третьих моментов (рис. 6). Наибольшие отклонения наблюдаются в областях “крайних” квантилей, другими словами, распределение третьих моментов подразумевает значительно большее количество пиковых значений, чем нормальное, а значит, строго говоря, не может быть описано нормальным распределением. Это ставит под сомнение возможность применения в рамках изучения третьих моментов стандартных статистических тестов, предполагающих нормальность распределения тестируемой выборки.

Для того, чтобы получить статистическое распределение коэффициентов регрессии и детерминации, не опираясь на предположение о нормальности, в работе был использован бутстрап-метод [Lahiri, 1999]. В основе этого метода лежит принцип, согласно которому из общего объема доступных данных случайным образом большое количество раз (в нашем случае 10000) берется малая подвыборка (10% значений), по которой вычисляются исследуемые величины, в нашем случае угловой коэффициент регрессии и детерминации, полученное множество значений преобразуется в функцию плотности вероятности изучаемых характеристик. На рис. 7 и 8 показаны результаты применения бутстрап-метода для получения плотностей вероятности коэффициентов C и R^2 , рассчитанных из соотношения измерен-

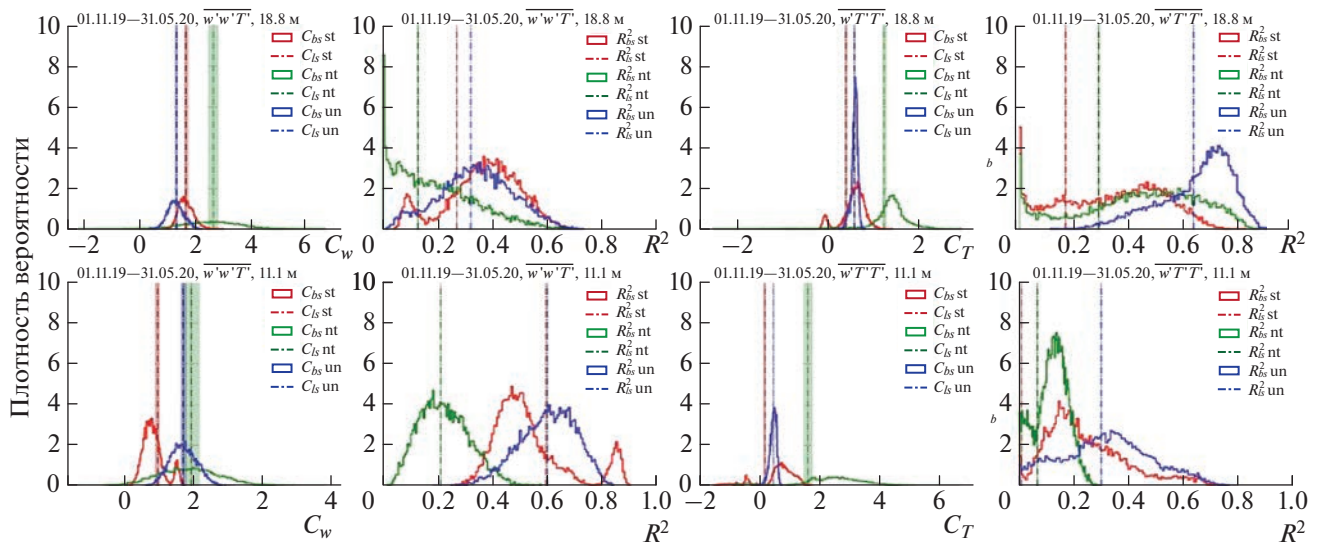


Рис. 7. Плотности распределения угловых коэффициентов регрессии (столбцы 1, 3) и коэффициентов детерминации (столбцы 2, 4), полученные бутстрап-методом (цветные линии, в легенде подстрочный индекс “bs”), и значения угловых коэффициентов регрессии и коэффициентов детерминации (цветные пунктирные прямые) с доверительными интервалами (цветная заливка), полученные по полной выборке (с 01.09.19 по 31.05.20) стандартным методом (в легенде подстрочный индекс “ls”), для третьих моментов $\overline{w'w'T'}$ (столбцы 1, 2), $\overline{w'T'T'}$ (столбцы 3, 4), на высоте 18.8 м (верхний ряд) и 11.1 м (нижний ряд). Цвета соответствуют разным условиям стратификации: красный — устойчивая, зеленый — нейтральная, синий — неустойчивая, также стратификация отражена в легенде подстрочными индексами: “st” — устойчивая, “nt” — нейтральная, “un” — неустойчивая.

ных и теоретических третьих моментов по данным с 11.1 и 18.8 м.

Полученные при стандартном расчете значения изучаемых коэффициентов не всегда совпадают с наиболее вероятным значением, полученным бутстрап-методом, и являются математическим ожиданием коэффициента. Таким образом, если распределение асимметрично и имеет “тяжелый хвост” в распределении, оценка искомой характеристики, полученная стандартным методом по полной выборке, значительно смещается от наиболее вероятного значения. На рис. 7 видно, что в условиях нейтральной стратификации для третьих моментов $\overline{w'w'T'}$ и $\overline{w'T'T'}$ распределение углового коэффициента регрессии практически не имеет пика и в среднем квазиравномерно распределено в диапазоне от -1 до 4 , при этом распределение R^2 для соотношения этих же моментов при нейтральной стратификации имеет пик в диапазоне от 0 до 0.3 , это свидетельствует о высокой степени ненадежности полученных с помощью линейной аппроксимации коэффициентов C , что можно интерпретировать в терминах гипотезы Зилитинкевича, как отсутствие крупных когерентных структур в условиях нейтрально стратифицированного погранслоя. Напротив, в условиях неустойчивой стратификации для третьих моментов $\overline{w'w'T'}$ и $\overline{w'T'T'}$ наблюдаются четко выраженные пики в распределении угловых

коэффициентов (в особенности у $\overline{w'T'T'}$), лежащих в диапазонах от 0 до 2 , что говорит о статистической значимости полученных оценок коэффициента C . Максимумы плотностей вероятности R^2 при неустойчивой стратификации смещены в сторону больших значений коэффициентов детерминации относительно других типов стратификации, что в совокупности подтверждает сделанный ранее вывод, что соотношение (1) и (2) лучше всего выполняются в условиях неустойчивой стратификации.

Распределения коэффициентов регрессии и детерминации для третьих моментов $\overline{w'u'u'}$ и $\overline{w'v'v'}$ коренным образом отличаются друг от друга (рис. 7). Так угловые коэффициенты регрессии $\overline{w'u'u'}$ для всех типов стратификации имеют крайне высокую вероятностную плотность, все значения распределены в диапазоне от 0.4 до 1.1 на 18.8 м и от 1 до 1.5 на 11.1 м с четко выраженными симметричными пиками, средние коэффициенты детерминации $\overline{w'u'u'}$ для всех типов стратификации больше 0.5 , для уровня 11.1 м более 90% значений R^2 лежат в диапазоне от 0.6 до 0.8 , что позволяет с высокой степенью статистической достоверности говорить о действительности соотношения (4) в отношении третьих моментов вида $\overline{w'u'u'}$. Противоположная ситуация наблю-

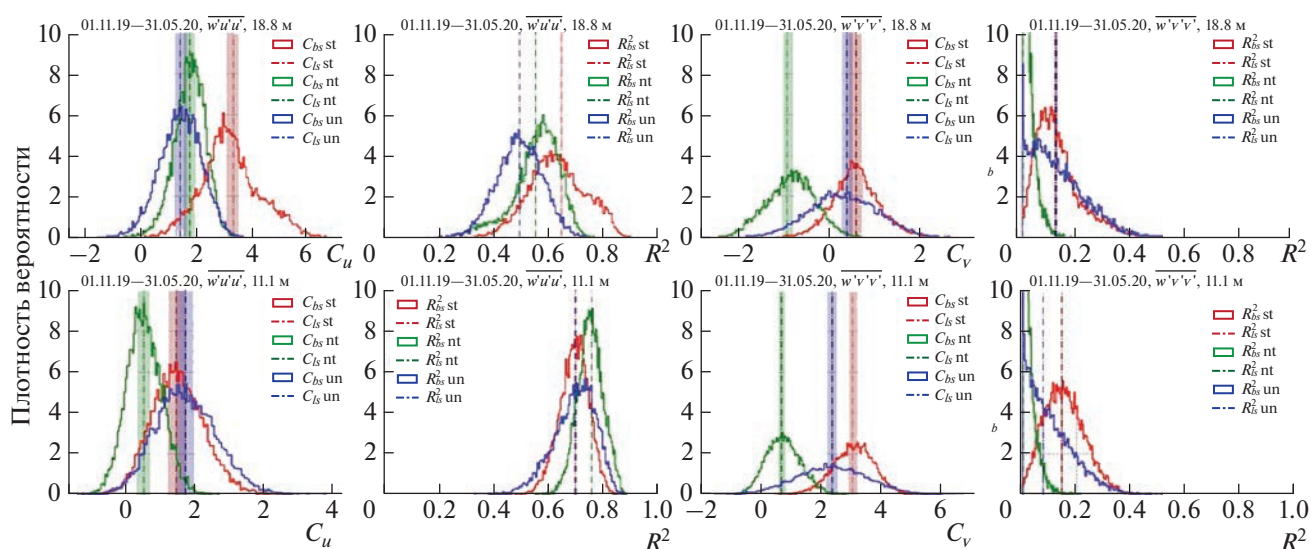


Рис. 8. Плотности распределения угловых коэффициентов регрессии (столбцы 1, 3) и коэффициентов детерминации (столбцы 2, 4), полученные бутстрап-методом (цветные линии, в легенде подстрочный индекс “bs”), и значения угловых коэффициентов регрессии и коэффициентов детерминации (цветные пунктирные прямые) с доверительными интервалами (цветная заливка), полученные по полной выборке (с 01.09.19 по 31.05.20) стандартным методом (в легенде подстрочный индекс “ls”), для третьих моментов $\overline{w'u'u'}$ (столбцы 1, 2), $\overline{w'v'v'}$ (столбцы 3, 4), на высоте 18.8 м (верхний ряд) и 11.1 м (нижний ряд). Цвета соответствуют разным условиям стратификации: красный — устойчивая, зеленый — нейтральная, синий — неустойчивая, также стратификация отражена в легенде подстрочными индексами: “st” — устойчивая, “nt” — нейтральная, “un” — неустойчивая.

дается для третьих моментов $\overline{w'v'v'}$, распределения коэффициентов регрессии не имеют выраженного пика, и, хотя средние значения для случаев неустойчивой и устойчивой стратификации лежат на нижней границе соответствия тестируемой гипотезы, более 50% всех значений C меньше 0.5. При этом 99% значений коэффициентов детерминации для всех условий стратификации меньше 0.4 с пиками в распределении меньше 0.2, что подтверждает крайне низкую скоррелированность третьих моментов $\overline{w'v'v'}$ и отсутствие выраженного линейного тренда в их распределении, что также продемонстрировано на рис. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проделанной работы впервые на длинном временном ряде данных (с 01.11.2019 по 31.05.2020) подтверждена алгебраическая зависимость моментов разных порядков, предполагающая наличие организованных турбулентных структур, в условиях различной стратификации над поверхностью сложной геометрической формы. Кроме того, впервые справедливость в статистическом смысле гипотезы Зилитинкевича была продемонстрирована для третьих моментов компонент скорости.

В работе было продемонстрировано, что статистическое распределение третьих моментов не

соответствует нормальному распределению, так что стандартные методы оценки достоверности гипотез относительно этих моментов (тест Стьюдента и оценка доверительных интервалов) недостаточно обоснованы. Использование бутстрап-метода позволяет получить более детальную статистическую информацию о параметрах диагностической связи турбулентных моментов разных порядков и учесть особенности эмпирического распределения изучаемых характеристик. Анализ полученных бутстрап-методом функций плотности вероятности коэффициентов линейной регрессии и детерминации подтвердил выводы, сделанные на основе регрессионного анализа.

Установлено, что диагностическая связь третьих со вторыми моментами по гипотезе Зилитинкевича и соавт. (Zilitinkevich et al., 1999; Abdella and McFarlane, 1997) для температуры ($\overline{w'w'T'}$, $\overline{w'T'T'}$) и компонент импульса ($\overline{w'u'u'}$, $\overline{w'v'v'}$) выполняется над городской поверхностью в 70% случаев со значениями безразмерной константы от 0.5 до 2 (в 80% без учета $\overline{w'v'v'}$). Статистическая значимость и параметры диагностических формул для третьих моментов $\overline{w'w'T'}$, $\overline{w'T'T'}$ зависят от условий стратификации, а $\overline{w'u'u'}$, $\overline{w'v'v'}$ от направления преобладающего ветра, зависимости от характера подстилающей поверхности

установлено не было. Наиболее точно обсуждаемая гипотеза описывает соотношение третьих и вторых моментов для $\overline{w'u'u'}$, это соотношение наблюдается в 93% случаев при среднем $R^2 > 0.6$ (за исключением сектора ориентированного перпендикулярно u компоненте скорости ветра), в то время как $\overline{w'v'v'}$ слабо описывается моделью линейной регрессии с единичным угловым коэффициентом. Для третьих моментов $\overline{w'w'T'}$, $\overline{w'T'T'}$ при нейтральной стратификации в случаях 78% была отмечена тенденция к завышению коэффициента C относительно других условий стратификации. В условиях устойчивой и неустойчивой стратификации значения коэффициента C для $\overline{w'w'T'}$ чаще всего лежат в диапазоне от 1 до 2, для $\overline{w'T'T'}$ — в диапазоне от 0.5 до 1. Для $\overline{w'w'T'}$, $\overline{w'T'T'}$ наиболее строго изучаемое соотношение выполняется в условиях неустойчивой стратификации.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования России, соглашения № 075-15-2021-574 (техническая поддержка измерений), № 075-15-2022-284 (анализ результатов статистической обработки данных). Статистическая обработка данных поддержана грантом РНФ 21-17-00249.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Артамонов А.Ю., Варенцов М.И., Гавриков А.В., Пашкин А.Д., Репина И.А., Степаненко В.М. Микрометеорологическая мачта в МО МГУ // Эколого-климатические характеристики атмосферы Москвы в 2018 г. по данным Метеорологической обсерватории МГУ им. М.В. Ломоносова. 2019. С. 157–161.
- Барсков К.В., Глазунов А.В., Репина И.А., Степаненко В.М., Лыкозов В.Н., Маммарелла И. О применимости теории подобия для устойчиво-стратифицированного атмосферного пограничного слоя над поверхностями сложной структуры // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 5. С. 544–554.
- Монин А.С., Обухов А.М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // Труды ГЕОФИАН. 1954. № 24(151). С. 163–187.
- Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1965, 640 с.
- Пашкин А.Д., Репина И.А., Степаненко В.М., Богомолов В.Ю., Смирнов С.В., Тельминов А.Е. Связь статистических характеристик турбулентности с когерентными структурами по результатам пульсационных измерений в городском каньоне // Процессы в геосредах. 2021. № 1(27). С. 1020–1027.
- Abdella K., McFarlane N. A new second-order turbulence closure scheme for the planetary boundary layer // J. Atmos. Sci. 1997. V. 54. № 14. P. 1850–1867.
- Barskov K., Chechin D., Drozd I., Artamonov A., Pashkin A., Gavrikov A., Stepanenko V., Varentsov M., Repina I. Relationships Between Second and Third Moments in the Surface Layer Under Different Stratification over Grassland and Urban Landscapes // Boundary-Layer Meteorology. 2022. P. 1–28.
- Barskov K., Stepanenko V., Repina I., Artamonov A., Gavrikov A. Two regimes of turbulent fluxes above a frozen small lake surrounded by forest // Boundary-Layer Meteorology. 2019. V. 173. № 3. P. 311–320.
- Drozd I., Gavrikov A., Stepanenko V. Comparative characteristics of gap filling methods in high-frequency data of micrometeorological measurements // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. IOP Publishing, 2022a. V. 1023. № 1. P. 012009.
- Drozd I., Repina I., Gavrikov A., Stepanenko V., Artamonov A., Pashkin A., Varentsov A. Atmospheric turbulence structure above urban nonhomogeneous surface // Russian J. Earth Sci. 2022b. V. 22. № 5. P. 12.
- Grachev A.A., Andreas E.L., Fairall C.W., Guest P.S., Persson P.O.G. Similarity theory based on the Dougherty–Ozmidov length scale // Quarterly J. Royal Meteorological Society. 2015. V. 141(690). P. 1845–1856.
- Grachev A.A., Leo L.S., Fernando H.J., Fairall C.W., Creggan E., Blomquist B.W., ... Hocut C.M. Air–sea/land interaction in the coastal zone // Boundary-layer meteorology. 2018. V. 167(2). P. 181–210.
- Johansson C., Smedman A.-S., Höglström U., Brasseur J.G., Khanna S. Critical test of the validity of Monin–Obukhov similarity during convective conditions // J. Atmos. Sci. 2001. V. 58. № 12. P. 1549–1566.
- Kadivar M., Tormey D., McGranaghan G. A review on turbulent flow over rough surfaces: Fundamentals and theories // International J. Thermofluids. 2021. V. 10. P. 100077.
- Kaimal J.C., Finnigan J.J. Atmospheric boundary layer flows: their structure and measurement. Oxford: Oxford University Press, 1994. 304 p.
- Lahiri S.N. Theoretical comparisons of block bootstrap methods // The Annals of Statistics. 1999. V. 27. P. 386–404.
- Stiperski I., Calaf M. Generalizing Monin–Obukhov similarity theory (1954) for complex atmospheric turbulence // arXiv preprint arXiv:2206.14592. 2022.
- Tong C., Nguyen K.X. Multipoint Monin–Obukhov similarity and its application to turbulence spectra in the convective atmospheric surface layer // J. Atmos. Sci. 2015. V. 72. P. 4337–4348.
- Wilson J.D. Monin–Obukhov functions for standard deviations of velocity // Boundary-Layer Meteorol. 2008. V. 129. № 3. P. 353–369.
- Wyngaard J.C. Turbulence in the atmosphere. N.Y.: Cambridge University Press, 2010. 393 p.
- Zilitinkevich S., Gryanik V., Lykossov V., Mironov D. Third-order transport and nonlocal turbulence closures for convective boundary layers // J. Atmos. Sci. 1999. V. 56. P. 3463–3477.
- Zilitinkevich S.S. Third-order transport due to internal waves and non-local turbulence in the stably stratified surface layer // Quarterly J. Royal Meteorological Society. 2002. V. 128(581). P. 913–925.

The Ratio of the Second and Third Turbulent Moments in the Urban Boundary Layer of the Atmosphere on the Example of Data from the Moscow State University Eddy Covariance Tower

I. D. Drozd^{1, 2, 3, *}, A. Yu. Artamonov², K. V. Barskov², A. V. Gavrikov^{2, 4}, A. D. Pashkin²,
I. A. Repina^{2, 3, 5}, and V. M. Stepanenko^{1, 2, 3, 5}

¹*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Geography, ul. Leninskie Gory, 1, bild. 1, Moscow, 119234 Russia*

²*Obukhov Institute of Atmospheric Physics, RAS, Pyzhevsky, 3, Moscow, 119017 Russia*

³*Lomonosov Moscow State University, Research Computing Center, ul. Leninskie Gory, 1, bild. 4, Moscow, 119234 Russia*

⁴*Shirshov Institute of Oceanology, RAS, Nakhimovsky prosp., 36, Moscow, 117218 Russia*

⁵*Moscow Center for Fundamental and Applied Mathematics, ul. Leninskie Gory, 1, bild. 1, Moscow, 119234 Russia*

*e-mail: drozdil.msu@gmail.com

This work is devoted to testing the hypothesis about the presence of a diagnostic connection between the second and third moments of the hydrodynamic quantities c_1 and c_2 in the atmospheric boundary layer above a geometrically complex surface: $\overline{w' c_1' c_2'} = C S_{c_1} \sigma_{c_1} \overline{w' c_2'}$. To test this ratio, a seven-month series of high-frequency measurements on an eddy covariance tower installed at the Meteorological Observatory of Lomonosov Moscow State University was used. Based on the statistical distribution of the third moments, the optimal methods for analyzing the reliability of the dependence under study were determined. For the first time on a large series of data, a statistically valid assessment of the validity of the tested hypothesis was obtained in the conditions of the urban underlying surface. The influence of stratification conditions and the nature of the underlying surface in the area of flux formation on the fulfillment of ratio second and third moments is studied. It is established that for the third moments $\overline{w' w' T'}$, $\overline{w' T' T'}$, $\overline{w' u' u'}$, and $\overline{w' v' v'}$ relation second and third moments is valid in 80% of cases.

Keywords: atmospheric boundary layer, urban surface, eddy covariance method, turbulent fluxes, third moments