

ISSN 0002-3515

Том 59, Номер 6

Ноябрь - Декабрь 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 6, 2023

О турбулентной спиральности в приземном слое атмосферы <i>О. А. Соленая, Е. А. Шишов, О. Г. Чхетиани, Г. В. Азизян, В. М. Копров</i>	675
Сравнение различных методов кластеризации для определения погодных режимов в Евро-Атлантическом секторе в зимний и летний сезоны <i>Б. А. Бабанов, В. А. Семенов, И. И. Мохов</i>	686
Отклик тропосферной динамики на экстремальные состояния стратосферного полярного вихря в различные фазы ЭНЮК в идеализированных модельных экспериментах <i>Ю. А. Зюлева, Д. А. Собаева, С. К. Гулев</i>	707
Сезонные перестройки циркуляции в стратосфере и взаимодействие между тропосферой и стратосферой <i>Ю. П. Переведенцев, Н. В. Исмагилов, Н. А. Мирсаева, В. В. Гурьянов, А. А. Николаев, К. М. Шанталинский</i>	720
Атмосферные планетарные волны на ионосферных высотах по данным обсерватории Москва (ИЗМИРАН) <i>С. А. Рябова, С. Л. Шалимов</i>	731
Аномальное селективное поглощение дымового аэрозоля при массовых лесных пожарах на Аляске в июле–августе 2019 г. <i>Г. И. Горчаков, В. М. Копейкин, Р. А. Гуцин, А. В. Карпов, Е. Г. Семутникова, О. И. Даценко, Т. Я. Пономарева</i>	740
Условно-фоновый уровень аэрозольного загрязнения приземного воздуха в Москве и пригороде: сезонные вариации <i>Д. П. Губанова, А. А. Виноградова, Е. А. Лезина, М. А. Йорданский, А. А. Исаков</i>	754
Оценка пространственного распределения потенциальных источников углеродсодержащего аэрозоля по данным локальных измерений вблизи Санкт-Петербурга <i>С. С. Власенко, О. А. Иванова, Т. И. Рышкевич, Е. Ф. Михайлов</i>	774
Взрывной рост несимметричных возмущений в потоке с вертикальным сдвигом <i>М. В. Калашник</i>	786
Вклады нелинейных спектральных компонент в распределение вероятностей аномально высоких волн по результатам численного решения уравнений Эйлера <i>А. В. Слюняев</i>	793
Вариационное усвоение данных для модели термодинамики моря и чувствительность морских характеристик к ошибкам наблюдений <i>В. П. Шутяев, Е. И. Пармузин</i>	815

Contents

Vol. 59, No. 6, 2023

On Turbulent Helicity in the Surface Layer of the Atmosphere <i>O. A. Solenaya, E. A. Shishov, O. G. Chkhetiani, G. V. Azizyan, and V. M. Koprov</i>	675
Comparison of Cluster Analysis Methods for Identification of Weather Regimes in Euro-Atlantic Region for Winter and Summer Seasons <i>B. A. Babanov, V. A. Semenov, and I. I. Mokhov</i>	686
The Response of the Tropospheric Dynamics to Extreme States of the Stratospheric Polar Vortex during Enso Phases in Idealized Model Experiments <i>Y. A. Zyulyaeva, D. A. Sobaeva, and S. K. Gulev</i>	707
Seasonal Variations in Stratospheric Circulation and Interactions between the Troposphere and the Stratosphere <i>Y. P. Perevedentsev, N. V. Ismagilov, N. A. Mirsaeva, V. V. Guryanov, A. A. Nikolaev, and K. M. Shantalinsky</i>	720
Atmospheric Planetary Waves at Ionospheric Heights Measured at the Moscow Observatory (IZMIRAN) <i>S. A. Riabova and S. L. Shalimov</i>	731
Anomalous Selective Absorption of Smoke Aerosol during Forest Fires in Alaska in July–August 2019 <i>G. I. Gorchakov, V. M. Kopeikin, R. A. Gushchin, A. V. Karpov, E. G. Semoutnikova, O. I. Datsenko, and T. Ya. Ponomareva</i>	740
Conditionally Background Level of Aerosol Pollution of Near-Surface Air in Moscow and One of Its Suburbs: Seasonal Variations <i>D. P. Gubanova, A. A. Vinogradova, E. A. Lezina, M. A. Iordanskii, and A. A. Isakov</i>	754
Estimation of Spatial Distribution of Potential Sources of Carbonaceous Aerosol from Local Measurements Near St. Petersburg <i>S. S. Vlasenko, O. A. Ivanova, T. I. Ryshkevich, and E. F. Mikhailov</i>	774
Explosive Growth of Asymmetric Disturbances in a Flow with Vertical Shear <i>M. V. Kalashnik</i>	786
Contributions of Nonlinear Spectral Components to the Probability Distribution of Rogue Waves Based on the Results of Numerical Simulation of the Euler Equations <i>A. V. Slunyaev</i>	793
Variational Data Assimilation for Ocean Thermodynamics Model and Sensitivity of Marine Characteristics to Observation Errors <i>V. P. Shutyaev and E. I. Parmuzin</i>	815

УДК 532.517.4:551.551

О ТУРБУЛЕНТНОЙ СПИРАЛЬНОСТИ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

© 2023 г. О. А. Солена^{а, *}, Е. А. Шишов^а, О. Г. Чхетиани^{а, б}, Г. В. Азизян^а, В. М. Копров^а

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

^бИнститут космических исследований Российской академии наук, ул. Профсоюзная, д. 84/32, Москва, 117997 Россия
*e-mail: Solenaya.Oksana@gmail.com

Поступила в редакцию 10.03.2023 г.

После доработки 11.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Проведены синхронные измерения завихренности и скорости в пограничном слое атмосферы с помощью оригинального 3-х компонентного акустического циркулиметра, разработанного в ИФА им. А.М. Обухова в 2019–2020 гг. Измерения выполнялись в летнее время на Цимлянской научной станции (в 2021, 2022 гг.) на высотах 1.75 и 30 м. Для разных реализаций турбулентная спиральность в среднем имеет отрицательные значения, что возможно связано с наличием местных (бризовых) ветров. Наблюдаемые спектры турбулентной спиральности демонстрируют наклон, близкий к $-5/3$, что соответствует переносу спиральности по спектру в сторону малых масштабов (прямоугольной каскаду). Наблюдаются также наклоны спектра $-4/3$, а в области низких частот -1 , связанные с конвективной составляющей, со сдвигом ветра и субмезомасштабными структурами. Вычислены компоненты турбулентного потока вихря. Значения спиральности согласуются с измеренными ранее и теоретическими оценками, полученными для нейтральных условий.

Ключевые слова: циркуляция, завихренность, спиральность, приземный слой

DOI: 10.31857/S0002351523060111, **EDN:** OURINM

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к завихренности $\omega = \nabla \times \mathbf{u}$ где $\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3)$, обусловлен рядом причин. Вихрь – наиболее типичная структурная единица турбулентного течения. Как известно, завихренность возникает в результате гидродинамических неустойчивостей, вблизи препятствий и неоднородностей рельефа и, трансформируясь, переносится в основное течение. Важной характеристикой этого процесса является тензор потока вихря, определяемый через средние взаимные произведения компонент скорости и вихря. Его изучение полезно при рассмотрении внутренней структуры различных течений. Исследованию потока вихря посвящены работы [Taylor, 1915; Новиков, 1972; Копров и др., 1994]. В теоретической заметке [Новиков, 1972], где рассматривались свойства потока вихря в неоднородном турбулентном течении, предполагалось, что статистические характеристики течения инвариантны относительно отражений в верти-

кальной плоскости и, следовательно, в температурно–стратифицированном течении над однородной поверхностью должны быть отличны от нуля только четыре недиагональные компоненты корреляционного тензора

$$\langle u_i(\mathbf{x}) \omega_j(\mathbf{x}) \rangle = \frac{\epsilon_{ikl}}{4\pi} \int_V \frac{r_l}{r^3} \langle \omega_k(\mathbf{x}') \omega_j(\mathbf{x}') \rangle d^3\mathbf{x}, \quad (1)$$

$$r_l = x_l - x'_l, \quad r = |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|.$$

Это компоненты $\langle u_3 \omega_2 \rangle$, $\langle u_2 \omega_3 \rangle$, $\langle u_1 \omega_2 \rangle$, $\langle u_2 \omega_1 \rangle$. Угловые скобки означают вероятностное (статистическое) усреднение.

Однако в полевых измерениях [Копров et al., 1988; Копров и др., 1994] были получены ненулевые значения и для диагональных компонент, сумма которых как раз представляет из себя плотность спиральности, определяемой как скалярное произведение скорости на завихренность:

$$H = u_1 \omega_1 + u_2 \omega_2 + u_3 \omega_3. \quad (2)$$

Важно отметить, что спиральность является псевдоскалярной величиной, т.е. меняет знак при зеркальном отражении. Здесь и далее мы используем правостороннюю систему координат: ось 1 на-

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.).

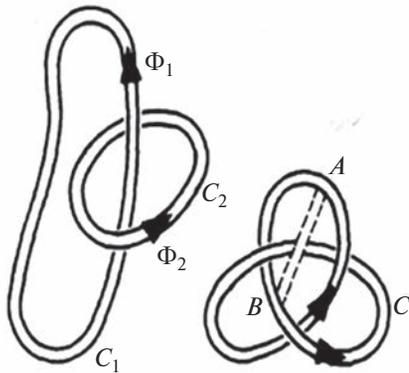


Рис. 1 Заузленность вихревых нитей.

правлена на восток, ось 2 – на север, ось 3 – вертикально вверх.

Гидродинамическое значение спиральности было продемонстрировано впервые в [Betchov, 1961; Moffatt, 1969]. Спиральность является мерой запутывания и связывания вихревых линий (рис. 1) а ее интеграл $H = \int_V \mathbf{u} \boldsymbol{\omega} dV$ – инвариантом для баротропных течений идеальной жидкости при наличии консервативных внешних сил [Moffatt, 1969]. Фактор спиральности, как и в целом, нарушение зеркальной симметрии, является достаточно важным в явлениях генерации и поддержания магнитного поля для объектов самых разных масштабов – от жидкого ядра Земли, Солнца и других звёзд до галактик и значим на ранних стадиях развития Вселенной [Shukurov and Subramanian, 2021]. В атмосферной динамике это понятие стало применяться позже, в частности, при рассмотрении долгого времени жизни штормовых суперячеек [Lilly, 1986], экмановского слоя [Etling, 1985; Курганский, 1989; Hide, 1989; Чхетиани, 2001]. Сегодня спиральность довольно распространенное понятие в атмосферной динамике [Курганский, 2017; Курганский и др, 2018]. Для построения моделей и параметризаций атмосферного пограничного слоя (АПС), учитывающих вклад спиральности, необходима информация о ее спектральном распределении и характерных значениях при различных условиях [Курганский, 2017].

В основном, в литературе, также как и в нашей работе, под спиральностью понимается плотность спиральности

Для турбулентных течений наличие двух квадратичных инвариантов (энергии и спиральности) означает возможность существования двух видов каскадов: каскада спиральности параллельно с каскадом энергии в сторону малых масштабов и двойного совместного каскада, когда каскады энергии и спиральности реализуются на различ-

ных участках волновых чисел аналогично двумерной турбулентности [Копров и др., 2005]. Согласно [Brissaud et al., 1973] эти сценарии отличаются спектральными скейлингами (масштабной инвариантностью). В изотропной турбулентности параллельные каскады спиральности $H = \mathbf{u} \boldsymbol{\omega}$ и энергии $E = \frac{1}{2} \mathbf{u}^2$ в сторону малых масштабов соответствуют спектрам

$$E(k) = \frac{1}{2} u_i(k) u_i^*(k) = C_e \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (3)$$

$$H(k) = u_i(k) \omega_i^*(k) = C_h \eta^{-1/3} k^{-5/3}, \quad (4)$$

а в случае совместного каскада, спектрам

$$E(k) = C_e \eta^{2/3} k^{-7/3}, \quad H(k) = C_h \eta^{2/3} k^{-4/3}, \quad (5)$$

где $\mathbf{u}(k) = \sum_{|\mathbf{k}|=k} \mathbf{u}(\mathbf{k})$, $\boldsymbol{\Omega}(k) = \sum_{|\mathbf{k}|=k} \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$ – фурье-компоненты скорости и завихренности,

$\varepsilon = \nu \left\langle \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right\rangle$ – скорость диссипации турбулент-

ной энергии на единицу массы и $\eta = 2\nu \left\langle \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial \omega_i}{\partial x_k} \right\rangle$ – скорость диссипации спиральности, ν – кинематическая вязкость, $k = |\mathbf{k}|$ – волновое число.

В настоящей работе приведены результаты полевых измерений турбулентности, проведенных в 2021–2022 гг. в Цимлянске, которые позволяют оценить экспериментально спектр спиральности в пограничном слое. Полученные результаты показывают, что он в основном демонстрирует наклон, близкий к $-5/3$, что соответствует переносу спиральности по спектру в сторону малых масштабов. Это означает, что спиральность оказывает слабое влияние на мелкомасштабные движения. В то же время отметим, что существование потока спиральности одного знака ослабляет каскад энергии, связанный с модами другого знака [Kraichnan, 1973; Chen et al., 2003; Chkhetiani and Gledzer, 2017] и приводит к модификации напряжений Рейнольдса и эффективному уменьшению турбулентной вязкости [Белян и др., 1994; Чхетиани, 2001; Пономарев и Чхетиани, 2005]. Также для слабо конвективных условий отмечается спектр спиральности с наклоном $-4/3$, что может быть объяснено влиянием сдвига, субмезомасштабных структур и конвекцией.

2. ИЗМЕРЕНИЯ

Прямые методы измерения завихренности с помощью термоанемометрии реализуются исключительно в лабораторных условиях. Для измерения завихренности в реальной атмосфере был разработан ряд косвенных подходов, в частности, с измерениями циркуляции по контуру (см. в [Чхетиани и др., 2017]). Впервые экспери-

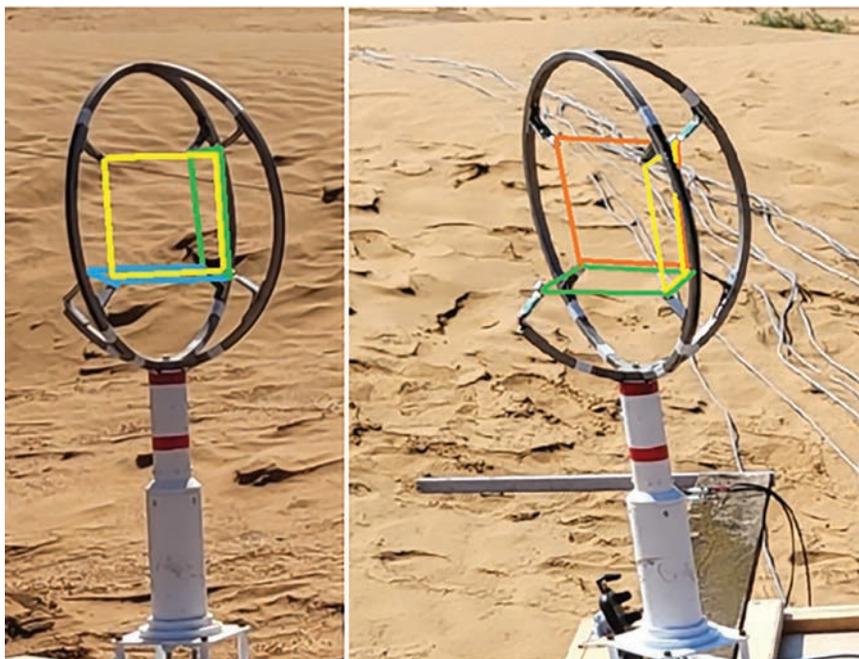


Рис. 2. Расположение и плоскости измерений циркулиметра. Оси направлены на север, запад и вертикально.

ментальные исследования циркуляции начаты в ИФА в 70-е гг. В.М. [Бовшеверов и др., 1971]. Далее были продолжены в 80-е гг. [Копров et al., 1988]. В сентябре 2004 г. на Звенигородской научной станции ИФА РАН впервые в мире были проведены непосредственные измерения турбулентной спиральности в АПС на высоте 48 м [Копров и др., 2005] и показана реализация прямого каскада спиральности с наклоном спектра близким к $-5/3$. В 2012, 2014 гг. был предложен и реализован оригинальный градиентный метод измерения циркуляции на базе акустических анемометров, расположенных в вершинах прямоугольного тетраэдра [Копров и др., 2015; Копров и др., 2018]. В частности, в 2012 г. на базе Цимлянской научной станции ИФА РАН были впервые проведены совместные измерения спиральности и потенциального. Базовый размер стороны тетраэдра составлял 5 м [Копров и др., 2015; Chkhetiani et al., 2018]. Нижнее основание измерительного тетраэдра располагалось на высоте 5 м. В 2014 г. аналогичные по методике измерения были выполнены в Цимлянске с тетраэдром размером 0.7 м. на высотах 3.5, 5, 13.5 и 25 м [Копров и др., 2018]. Анализ результатов измерений в 2012, 2014 гг. показал тесную связь наблюдаемой спиральности с параметрами устойчивости АПС и характеристиками локальных ветров [Копров и др., 2018; Chkhetiani et al., 2018].

В 2019–2020 гг. в ИФА впервые была предложена оригинальная пространственная схема 3-компонентного акустического циркулиметра (рис. 2), реализованная на новой элементной базе.

Методика заключается в измерении прохождения звукового сигнала по контуру. Принцип устройства датчика циркулиметра впервые был представлен в [Бовшеверов и др., 1971]. Принципиальная схема измерений представлена на рис. 3. Основными компонентами датчика (рис. 3) являются четыре преобразователя, два передатчика и два приемника, расположенные в углах квадрата со стороной L . Синусоидальный сигнал с генераторов Γ_1 и Γ_2 , испускаемый с частотами f_1 и f_2 , поступает каждым приемником. После усиления и детектирования с обоих приемников, мы получаем синусоидальный сигнал частоты биений $\Delta f = f_1 - f_2$. Фаза синусоиды на этой частоте содержит необходимую информацию. Разность фаз между двумя сигналами может быть записана как [Бовшеверов и др., 1971]:

$$\psi = \frac{2\pi f_1}{c_0^2} \Gamma + \frac{2\pi L}{2c_0 T_0} \left[f_1 (T'_{12} - T'_{11}) + f_2 (T'_{21} - T'_{22}) \right] + \frac{2\pi \Delta f}{c_0^2} L (v_{21} - v_{22}), \quad (6)$$

где Γ – циркуляция по квадратному контуру, L – длина стороны квадрата рамки, c_0 – скорость звука при средней температуре T_0 , T'_{ij} , v_{ij} – величины температуры и скорости усредненные вдоль ij -й стороны контура.

Как видно из (6), время прохождения, кроме циркуляции скорости ветра, зависит также и от неоднородностей температуры вдоль контура,

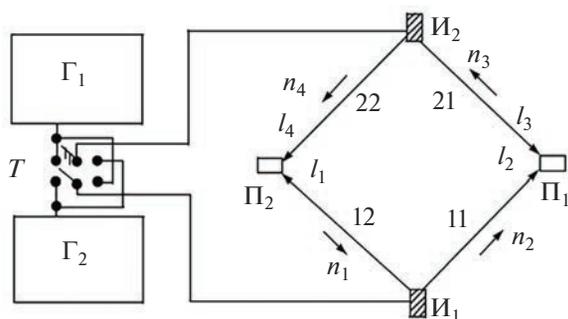


Рис. 3. Блок-схема датчика циркулиметра: Γ_1 и Γ_2 – генераторы синусоидальных сигналов на частотах f_1 и f_2 ; $И_1$ и $И_2$ – излучатели, $П_1$ и $П_2$ – приемники, T – переключатель, длинные стрелки изображают траектории звуковых лучей, а короткие – направление обхода, которое можно менять переключателем T .

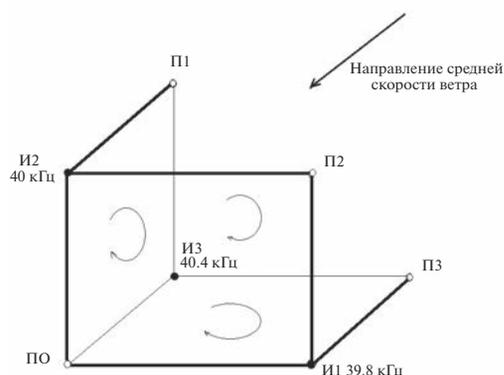


Рис. 4. Схема трехкомпонентного циркулиметра. Расположение излучающих и приемных микрофонов.

влияние которых можно оценить сравнением результатов для противоположных обходов [Копров и др., 1994]. Третье слагаемое в, пропорционально вертикальной компоненте скорости ветра $(v_{21} - v_{22}) = -w\sqrt{2}$ и дает очень незначительный вклад. Следовательно, можем считать циркуляцию прямо пропорциональной разности фаз ψ .

Другими источниками систематической ошибки в измерении спектра является осреднение завихренности по площади контура и пространственное разнесение точек измерения скорости и завихренности. Непосредственные оценки показывают, что влиянием этих факторов можно пренебрегать уже для пространственных масштабов в 2–3 раза и более превосходящих размер рабочего контура циркулиметра.

Схема трехкомпонентного циркулиметра с отметкой контуров, по которым рассчитывается циркуляция, показана на рис. 4. Особо отметим,

что циркуляционные контуры в новой схеме циркулиметра, в отличие от прежних используемых схем, “отвязаны” от рамок, на которых закреплены микрофоны. Измерения циркуляции оказываются менее чувствительными от ориентации по отношению к направлению ветра. Согласно исследованиям в [Копров, 1994] наилучшим по аэродинамике для старой схемы является расположение плоскости рамки циркулиметра в поперечном направлении к ветру. При продольном вертикальном или горизонтальном расположении рамки происходит искажение поля скорости на противоположных к ветру микрофонах. Величина занижения средней скорости на каждой из этих баз, составляет 1–2%.

Измерения циркуляции проводятся в трех взаимно перпендикулярных плоскостях. В вершинах куба установлены малогабаритные пьезоэлектрические микрофоны имеющие добротность (в воздухе) порядка 20–25. Применяемые микрофоны имеют размеры примерно 10 мм в диаметре и 10 мм по высоте, поэтому при размерах квадрата, по которому измеряется циркуляция порядка 110 мм, их затеняющим влиянием на измеряемую циркуляцию можно пренебречь.

Остальные элементы конструкции циркулиметра, позволяющие разместить микрофоны по вершинам куба со стороной примерно 11 см, изготовлены из нержавеющей стали сечением 0.1×0.1 см, что также не должно сильно искажать набегающий воздушный поток. Кроме того искажение процесса измерений из-за деформации элементов конструкции из-за набегающего потока также будет незначительным, так как вся конструкция изготовлена из стали. Все описываемые микрофоны размещаются в пределах сферы диаметром примерно 30 см, расположенной на сравнительно тонком цилиндрическом основании. При этом вся электроника циркулиметра вынесена за пределы сферы.

В 3-компонентном циркулиметре сторона квадрата, как уже сказано выше, составляет 11 см. В то время, как изначально, в работе [Бовшеверов и др., 1971] представлены результаты, где была использована рамка со стороной 6 см, в исследованиях [Копров, 2005] сторона квадрата составляла 50 см. В упоминаемых измерениях использовались 1- и 2-х компонентные циркулиметры.

Частоты микрофонов 39.8, 40, 40.4 кГц. Здесь П0 – микрофон общий для всех квадратов. Электронные узлы прибора построены с применением интегральных микросхем фирмы Analog Device и простых цифровых схем серии CD 4000.

Измерения циркуляции в приземном слое атмосферы проводились на базе Цимлянской научной станции ИФА им. А.М. Обухова РАН в 2021, 2022 гг. Циркулиметры вместе с анемометрами размещались на высотах 1.75 и 30 м в Цимлянске



Рис. 5. Вид полигона и расположение приборов в Цимлянске 2021 г. Анемометр устанавливался на расстоянии 1 метр от циркулиметра. Измерения проводились: на высотах 1.75 и 30 м в 2021 г.; на высоте 30 м в 2022 г.

в 2021 г.; на высоте 30 м – в 2022 г. Временные ряды скорости измерялись с помощью анемометра uSonic-3 Omni фирмы Metek. Частота измерений 20 Гц. Циркулиметр располагался на расстоянии 1 метр от анемометра (рис. 5). При более близком расположении возникают помехи от взаимного влияния. Было получено 191 часов записи в Цимлянске в 2021 г., 136 часов записи в 2022 г.

Оси циркулиметра x , y ориентированы по сторонам света, ось z – вертикально вверх.

Полигон Цимлянской научной станции ИФА РАН располагается вдали от высоких строений в 3 км от обрывистого берега Цимлянского моря и представляет собой слабонаклоненный ровный участок степи и представляет практически идеальный полигон для исследований однородной турбулентности [Цванг, 1985; Копров, 2018].

Обработка результатов выполнена в пакетах IFA Lab, разработанном в ИФА, Matlab и Origin.

Измерения проводились при слабых и умеренных ветрах со слабо меняющимся направлением, что позволяет нам использовать гипотезу Тэйлора о замороженной турбулентности [Taylor, 1938] и ожидать тождественности частотных и пространственных наклонов спектра.

Ниже приводятся результаты измерений, выбранных для трех часовых и одной двухчасовой реализаций для измерений на Цимлянском полигоне. Одна часовая запись относится к условиям дневного слабо конвективного пограничного

слоя, а другие – к ночной устойчивой стратификации. Погодные условия для рассматриваемых интервалов показаны в табл. 1.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Данные по турбулентной спиральности получены в Цимлянске в 2022 г. на высоте 30 м. Рассматриваются два часовых интервала – дневной 11.08.22 12.00–13.00 и ночной 9.08.21 0.00–1.00, и один двухчасовой ночной интервал 12.08.22 3.00–5.00.

Согласно теореме Стокса циркуляция связана с вектором завихренности Ω формулой $\Gamma = \oint \mathbf{u} d\mathbf{l} = \iint_S \Omega_n ds = \Omega_n S$, где Ω_n – среднее значение проекции вектора Ω на нормаль к площадке, площадью S . Следовательно, из (6), получаем циркуляцию, а далее все компоненты завихренности.

Компоненты потока вихря рассчитаны для тех же часовых интервалов – дневного 11.08.22 12.00–13.00 и ночного 9.08.21 0.00–1.00.

Спектры временных вариаций энстрофии и квадраты компонент завихренности на высотах 30 и 1.75 м показаны на рис. 6. Для сравнения также приведен наклон $-1/3$. Результаты рассчитаны для часового интервала 7.08.21 3.00–4.00 для устойчивой стратификации. Можно отметить спадание спектра вблизи частоты $f \approx 0.1$ Гц, что

Таблица 1. Погодные условия для рассматриваемых интервалов

Дата	Местоположение	Серия	Высота, м	Скорость ветра, м/с	Направление	Температура, (С)	Интервал
07.08.2021	Цимлянск	01	1.75/30	5	В	25.1	3.00–4.00
10.08.2022	Цимлянск	03	30	3	СВ	26.5	0.00–1.00
11.08.2022	Цимлянск	02	30	3	СВ	33.8	12.00–13.00
12.08.2022	Цимлянск	01	30	3	СВ	25.6	3.00–5.00

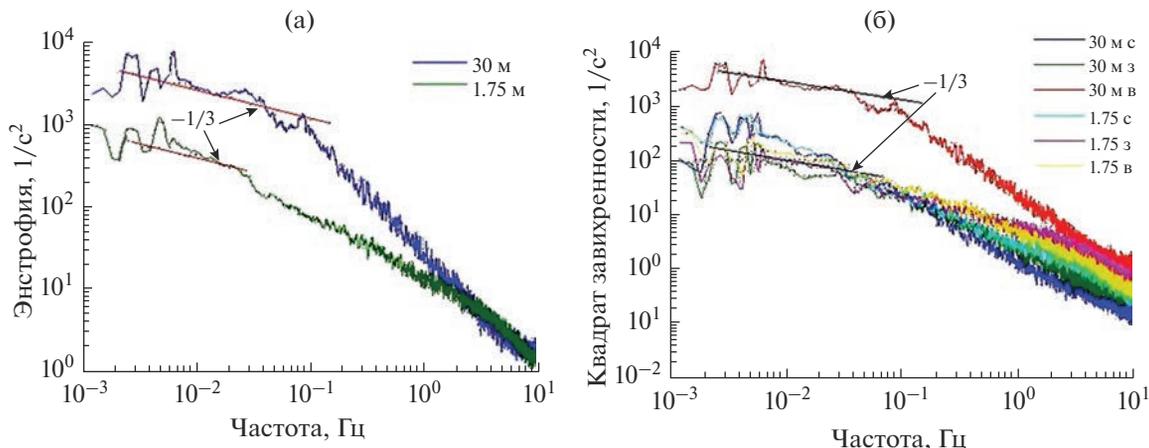


Рис. 6. а) Энтрофия на высотах 30 и 1.75 м. б) квадраты компонент завихренности на высотах 30 и 1.75 м, с – северная, з – западная, в – вертикальная. Цимлянск, 7.08.21 3.00–4.00. Устойчивая стратификация.

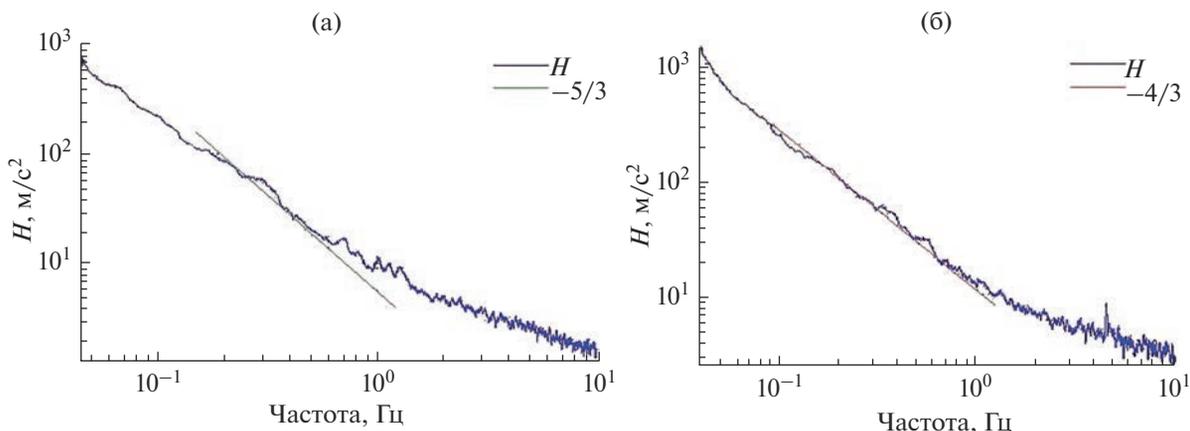


Рис. 7. Спектр горизонтальной спиральности а) для ночного интервала 10.08.22 0.00–1.00, б) для дневного интервала 11.08.2022 12.00–13.00.

примерно соответствует волновым числам, начиная с которых пульсации усредняются контурами.

На рис. 7 показаны спектры горизонтальной спиральности для ночного и дневного пограничного слоя для часовых интервалов. Для сравнения на рисунке показан наклон $-5/3$, что соответствует прямому каскаду спиральности – переносу в область малых масштабов. Наклон спектра дневного интервала ближе к $-4/3$. Наклон спектра энергии составляет $-5/3$, а не $-7/3$, как можно было бы ожидать для обратного каскада. Такой наклон спектра спиральности может быть объяснен влиянием сдвига, прохождением субмезомасштабных структур и влиянием конвекции на генерацию спиральности.

Наблюдаемый спектр спиральности с наклоном $-4/3$ может быть объяснен из размерностных оценок, рассматриваемых условий баланса спиральности при наличии температурной страти-

фикации. Баланс турбулентной спиральности H в пограничном слое атмосферы имеет вид [Пономарев и Чхетиани, 2005, Копров и др., 2005]:

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial \langle u_i u_k \rangle}{\partial x_k} \Omega_i - \langle u_i u_k \rangle \frac{\partial \Omega_i}{\partial x_k} + 2f \frac{\partial E}{\partial x_3} + 2\beta g \langle \theta \omega_3 \rangle - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left\langle \frac{p}{\rho} \omega_k \right\rangle + \langle v_i v_k \omega_i \rangle - \frac{1}{2} \langle \omega_k v_i v_i \rangle \right) + \nu \Delta H - \eta. \tag{7}$$

Здесь: $\Omega_i = [\nabla \times \mathbf{V}]_i = \epsilon_{ijk} \frac{\partial V_k}{\partial x_j}$ – завихренность крупномасштабного (среднего) поля скорости \mathbf{V} , f – частота вращения Земли, $\beta = 1/\theta_0$ – параметр плавучести, g – ускорение силы тяжести, θ – пульсация температуры. В условиях, близких к нейтральной и устойчивой стратификации основным источником турбулентной спиральности является спиральность экмановского течения [Чхетиани, 2001; Пономарев и Чхетиани, 2005, Chkhetiani et al., 2018]. При не-

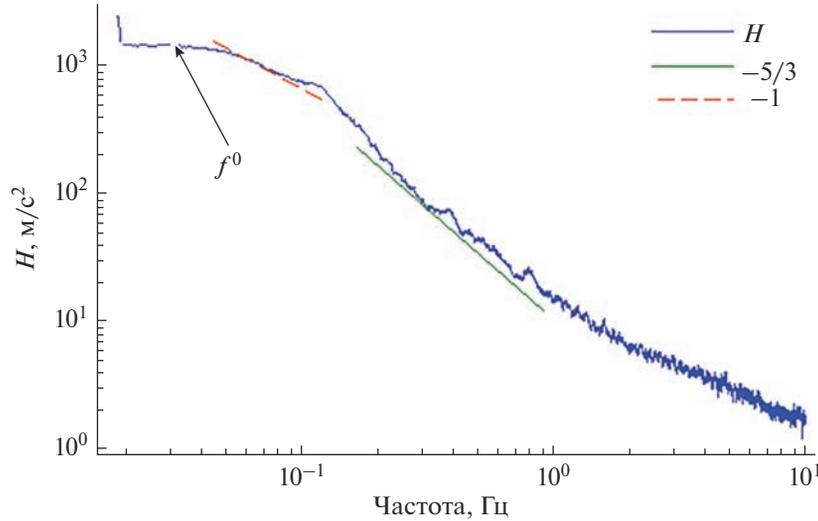


Рис. 8. Спектр горизонтальной спиральности для ночного интервала 12.08.22 3.00–5.00. Для сравнения приведены нулевой наклон, наклоны -1 и $-5/3$.

устойчивой стратификации становится важным вклад от конвективных движений. В балансе спиральности (7) – это член пропорциональный корреляции возмущений температуры и вертикальной завихренности $-\beta g \langle \theta \omega_3 \rangle$, отмеченный в [Lilly, 1986; Моисеев и Чхетиани, 1996] (см. также [Пономарев и Чхетиани, 2005, Chkhetiani et al., 2018, Agoua et al., 2021]). При относительно слабых ветрах такой источник, обусловленный термическими структурами, возникающими при повороте ветра одновременно с неоднородным прогревом поверхности [Шишов и др., 2021], может оказаться основным. В этом случае для спиральности в волновом k -пространстве имеем

$$\frac{\mathbf{u}_k \cdot \text{rot} \mathbf{u}_k}{\tau_k} \sim \beta g \theta_k \omega_{k3}. \quad (8)$$

Рассматривая пульсации как в основном изотропные можем оценить завихренность как $\omega_{k3} \approx k u_k$, $\tau_k \sim (k u_k)^{-1}$. То есть $\omega_{k3} \tau_k \approx a = \text{const}$. Для температурных возмущений имеем $\theta_k \sim N^{1/2} \varepsilon^{-1/6} k^{-1/3}$ [Обухов, 1949], где N – скорость выравнивания температурных неоднородностей.

Соответственно $(\mathbf{u}_k \cdot \text{rot} \mathbf{u}_k)_i \sim \beta g a N^{1/2} \varepsilon^{-1/6} k^{-1/3}$ откуда для спектра спиральности

$$H(k) = \frac{d\mathbf{u}_k \cdot \text{rot} \mathbf{u}_k}{dk} \sim \beta g a N^{1/2} \varepsilon^{-1/6} k^{-4/3}. \quad (9)$$

Спектр горизонтальной спиральности для двухчасового интервала показан на рис. 8. Для сравнения показаны наклоны -1 и $-5/3$. Видно, что наклон спектра в инерционном диапазоне близок $-5/3$. На низких частотах можно отметить присутствие диапазона с “нулевым” законом спектра ($H(k) = u_*^2 k^0$, $u_* = (\langle u_1 u_3 \rangle^2 + \langle u_2 u_3 \rangle^2)^{1/4}$) в

прединерционной области, предложенным в [Ali and Dey, 2022].

На рис. 9 показано среднее значение косинуса угла между векторами завихренности и скорости, называемое также относительной спиральностью [Курганский, 1993] и составляет порядка -0.7 . Значение угла – 117 гр. Также приведено мгновенное значение косинуса, которое имеет довольно большой разброс значений.

На рис. 10 приведено значение спиральности для ночных и дневного интервалов. Видно что спиральность для всех рассмотренных интервалов имеет отрицательный знак.

Знак спиральности зависит от изменения угла между вектором скорости и компонентой скорости с высотой. Здесь уместно напомнить про представление спиральности, указанное в [Hide, 1976; Tan et al., 1994]:

$$H = |\mathbf{u}|^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u_1}{u_2} \right) = -|\mathbf{v}|^2 \frac{\partial \alpha}{\partial z}, \quad (10)$$

где $\alpha = \alpha(z)$ – это угол между вектором скорости и компонентой скорости \mathbf{u} , т.е. $\text{tg} \alpha = u_2 / u_1 |\mathbf{u}|^2 = u_1^2 + u_2^2$.

Как видно из (10), знак спиральности зависит только от изменения угла α по вертикали:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial z} < 0 &\rightarrow H > 0, \\ \frac{\partial \alpha}{\partial z} = 0 &\rightarrow H = 0, \\ \frac{\partial \alpha}{\partial z} > 0 &\rightarrow H < 0. \end{aligned} \quad (11)$$

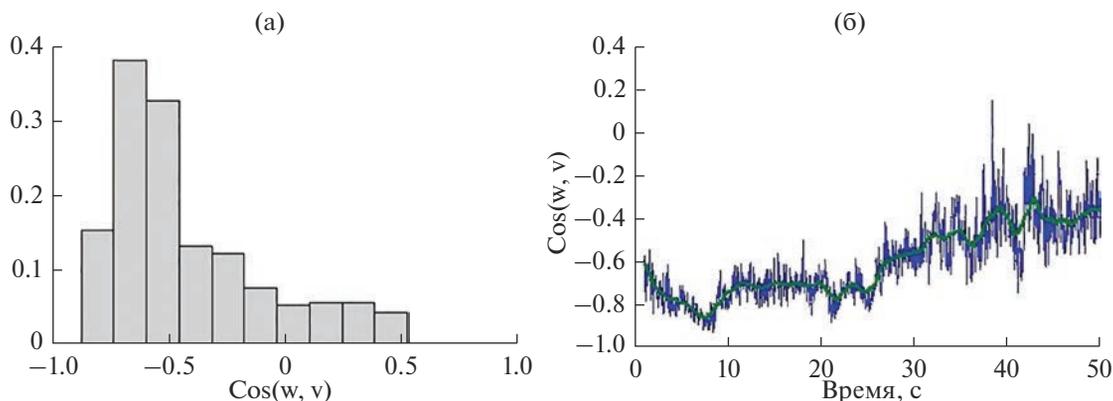


Рис. 9. а) Относительная частота усредненных значений косинуса угла между скоростью и завихренностью, б) временной ход косинуса угла между скоростью и завихренностью в течение минуты. Интервал 10.08.22 0.00-1.00. Зеленая линия – 2-минутное сглаживание.

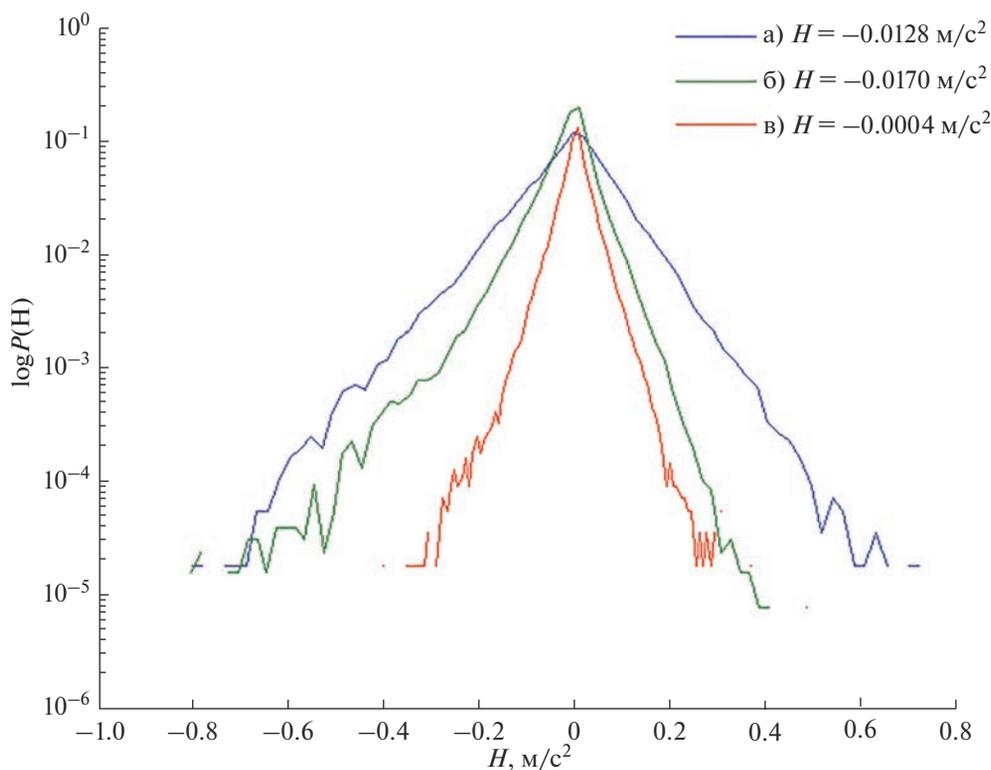


Рис. 10. Плотность вероятности горизонтальной спиральности а) 11.08.22 12.00–13.00, б) 12.08.22 3.00–5.00, в) 10.08.22 0.00–1.00.

При сдвиговом движении вектор ветра поворачивается против часовой стрелки с высотой, что означает, что спиральность потока отрицательна. Наоборот, спиральность положительна, когда вектор ветра вращается по часовой стрелке с высотой. И спиральность исчезает только если $\frac{\partial \alpha}{\partial z} = 0$ т.е. угол α – постоянный.

Движение пограничного слоя атмосферы представляет собой сдвиговое течение. Из-за

влияния трения вращение вектора ветра с высотой в пограничном слое обычно происходит по часовой стрелке, т.е. $\frac{\partial \alpha}{\partial z} < 0$. Следовательно, в пограничном слое спиральность обычно положительна.

Отрицательное значение спиральности, возможно, объясняется наличием местных (бризовых ветров) для данного полигона, как и для измерений 2012 года [Chkhetiani et al., 2018].

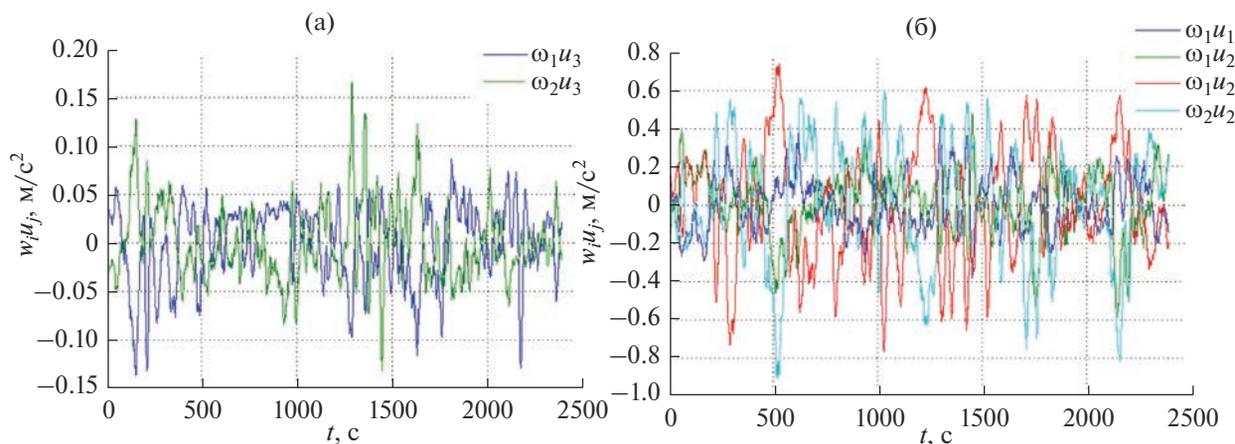


Рис. 11. Временной ряд 11.08 12.00–13.00 а) вертикальных и б) горизонтальных компонент тензора потока вихря. Усреднение 20 мин, сглаживание 10 с.

Значения спиральности рассчитывались при вычете 20 мин среднего из компонент, что соответствует исследованиям влияния окна усреднения в [Копров и др., 2015] и находятся в пределах -0.017 до -0.0004 m^2/s^2 , что близко к экспериментальным значениям [Копров и др., 2005; Копров и др., 2015; Chkhetiani et al., 2018] и к теоретическим оценкам, полученным для условий нейтрального пограничного слоя [Копров и др.; 2005, Пономарев и Чхетиани, 2005].

Плотность вероятности для спиральности ожидается имеет экспоненциальный характер.

В табл. 1, 2 приводятся значения компонент турбулентного потока вихря для горизонтальных компонент завихренности. На рис. 11 представлен ход компонент в течение часа. Видно, что мгновенные значения могут достигать почти минус единицы.

Таблица 2. Турбулентный поток вихря, интервал 11.08.22 12.00–13.00

	u_1	u_2	u_3
ω_1	-0.0009	-0.0018	-0.0036
ω_2	-0.0305	-0.0119	0.0002

Таблица 3. Турбулентный поток вихря, интервал 10.08.22 0.00–1.00

	u_1	u_2	u_3
ω_1	0.00182	0.00016	-0.00006
ω_2	0.00346	-0.00217	0.00057

4. ВЫВОДЫ

Разработана и опробована методика измерения всех компонент циркуляции и спиральности в полевых условиях. Спектры горизонтальной спиральности в инерционном интервале близки к спектру $-5/3$, что соответствует переносу спиральности по спектру в сторону малых масштабов. Косинус угла между векторами скорости и завихренности значительно отличается от нуля, что указывает на значимые значения спиральности в приземном слое (среднее значение угла порядка 117 град). Значения спиральности находятся в пределах -0.017 до -0.0004 m^2/s^2 , что близко к теоретическим значениям, полученным для плотности турбулентной спиральности в пограничном слое, близком к нейтральному. Значения сдвинуты в отрицательную область, что возможно объясняется наличием местных бризовых ветров [Chkhetiani et al., 2018].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Белян А.В., Моисеев С.С., Чхетиани О.Г. О турбулентной вязкости в спиральной турбулентности // Доклады АН. 1994. Т. 334. № 1. С. 34–36.

Бовшевверов В.М., Гурвич А.С., Кочетков А.Н., Ломадзе С.А. Измерение частотного спектра мелкомасштабной циркуляции скорости в турбулентном потоке // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1971. Т. 7. № 4. С. 371–376.

Копров Б.М., Калугин В.В., Тиме Н.С. Турбулентный поток вихря // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1994. Т. 30. № 1. С. 13–17.

Копров Б.М., Копров В.М., Пономарев В.М., Чхетиани О.Г. Измерение турбулентной спиральности и ее спектра в пограничном слое атмосферы // Доклады РАН. 2005. Т. 403. № 5. С. 627–630.

- Копров Б.М., Копров В.М., Курганский М.В., Чхетиани О.Г.* Спиральность и потенциальный вихрь в приземной турбулентности // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 6. С. 637–647.
- Копров Б.М.* Из истории исследований пограничного слоя в Институте физики атмосферы АН СССР // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 3. С. 330–343.
- Копров Б.М., Копров В.М., Соленая О.А., Чхетиани О.Г., Шишов Е.А.* Методика и результаты измерений турбулентной спиральности в стратифицированном приземном слое // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 5. С. 525–537.
- Курганский М.В.* Связь между спиральностью и потенциальным вихрем в сжимаемой вращающейся жидкости // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т. 25. № 12. С. 1326–1329.
- Курганский М.В.* Введение в крупномасштабную динамику атмосферы (Адиабатические инварианты и их применение). СПб.: Гидрометеоздат, 1993. 168 с.
- Курганский М.В.* Спиральность в атмосферных динамических процессах // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 2. С. 147–163.
- Курганский М.В., Максименков Л.О., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г.* Вертикальный поток спиральности как индекс общей циркуляции атмосферы // Доклады РАН. 2018. Т. 479. № 4. С. 447–451.
- Моисеев С.С., Чхетиани О.Г.* Спиральный скейлинг в турбулентности // ЖЭТФ. 1996 Т. 109(6). С. 357–370.
- Новиков Е.А.* Поток вихря // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1972. Т. 8. № 7. С. 459–462.
- Обухов А.М.* Структура температурного поля в турбулентном потоке // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1949. Т. 13. № 1. С. 58–69.
- Пономарев В.М., Чхетиани О.Г.* Полуэмпирическая модель пограничного слоя атмосферы с параметризацией влияния турбулентной спиральности // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. № 4. С. 464–480.
- Цванг Л.Р.* Исследования атмосферной турбулентности на Цимлянкой научной станции Института Физики Атмосферы АН СССР // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1985. Т. 21. № 4. С. 339–348.
- Чхетиани О.Г.* О спиральной структуре экмановского пограничного слоя // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2001. Т. 37. № 5. С. 614–620.
- Чхетиани О.Г., Копров Б.М., Копров В.М.* Потоки завихренности и спиральности в атмосферном пограничном слое / Сб.: “Динамика волновых и обменных процессов в атмосфере”. М.: ГЕОС. 2017. С. 39–57.
- Шишов Е.А., Соленая О.А., Чхетиани О.Г., Азизян Г.В., Копров В.М.* Многоточечные измерения температуры и ветра в приземном слое // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2021. Т. 57. № 3. С. 286–297.
- Agoua W., Favier B., Delache A., Briard A., Bos W.J.T.* Spontaneous generation and reversal of helicity in anisotropic turbulence // Physical Review E. 2021. V. 103. № 6. P. L061101.
- Ali Sk Z., Dey S.* Discovery of the zeroth law of helicity spectrum in the pre-inertial range of wall Turbulence // Phys. Fluids 2022. V. 34. P. 071401.
- Betchov R.* Semi-Isotropic Turbulence and Helicoidal Flows // Phys. Fluids. 1961. V. 4. P. 925–926.
- Brissaud A., Frisch U., Leorat J., Lesieur M., Mazur A.* Helicity cascades in fully developed isotropic turbulence // Phys. Fluids. 1973. V. 16. P. 1363–1364.
- Chen Q., Chen S., Eyink G.L.* The Joint Cascade of Energy and Helicity in Three-Dimensional Turbulence // Phys. Fluid. 2003. V. 15. P. 361–374
- Chkhetiani O.G., Gledzer E.B.* Helical turbulence with small-scale energy and helicity sources and external intermediate scale noises as the origin of large scale generation // Physica A. 2017. V. 486. P. 416–433.
- Chkhetiani O.G., Kurgansky M.V., Vazaeva N.V.* Turbulent Helicity in the Atmospheric Boundary Layer // Bound. Layer Meteor. 2018. V. 168. № 3. P. 361–385.
- Etling D.* Some aspects of helicity in atmospheric flows // Beitr. Phys. Atmos. 1985. V. 58. № 1. P. 88–100.
- Hide R.* A note on helicity and potential vorticity // Geophys. Astro. Fluid. 1976. V. 7. № 1. P. 69–79.
- Hide R.* Superhelicity, helicity and potential vorticity // Geophys. Astro. Fluid. 1989. V. 48. № 1–3. P. 69–79.
- Koprov B.M., Azizyan G.V., Kalugin V.V.* Spectra of velocity circulation in the surface layer of the atmosphere // Bound. Layer Meteor. 1988. V. 42. № 1–2. P. 137–143.
- Kraichnan R.H.* Helical turbulence and absolute equilibrium // J. Fluid Mech. 1973. V. 59(4) P. 745–752.
- Lilly D.K.* The structure, energetics and propagation of rotating convective storms. Part II. Helicity and storm stabilization // J. Atmos. Sci. 1986. V. 42(2). P. 126–140.
- Moffatt H.K.* The degree of knottedness of tangled vortex lines // J. Fluid Mech. 1969. V. 35(1). P. 117–129.
- Moffatt H.K.* Magnetic field generation in electrically conducting fluids // Cambridge University Press. 1978. 344 p.
- Shukurov A., Subramanian K.* Astrophysical magnetic fields: From galaxies to the early Universe. Cambridge University Press. 2021. 650 p.
- Tan Z, Wu R.* Helicity dynamics of atmospheric flow // Adv. Atmos. Sci. 1994. V. 11(2). P. 175–188.
- Taylor G.I.* Eddy motion in the atmosphere // Phil. Trans. Roy. Soc. A 1915. V. 215. P. 1–26.
- Taylor G.I.* The spectrum of turbulence // Proc. Royal Soc. London. A. 1938. V. 164 (919). P. 476–490.

On Turbulent Helicity in the Surface Layer of the Atmosphere

O. A. Solenaya^{1, *}, E. A. Shishov¹, O. G. Chkhetiani^{1, 2}, G. V. Azizyan¹, and V. M. Koprov¹

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

²*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Profsoyuznaya st., 84/32, Moscow, 117997 Russia*

**e-mail: Solenaya.Oksana@gmail.com*

Synchronous measurements of vorticity and velocity in the boundary layer of the atmosphere were carried out using the original 3-component acoustic circulator developed at the A.M. Obukhov Institute of Physical Physics in 2019–2020. The measurements were carried out in summer at the Tsimlyansk scientific station (in 2021, 2022) at altitudes of 1.75 and 30 m. For different realizations, turbulent helicity has negative values on average, which is possibly due to the presence of local (breeze) winds. The observed spectra of turbulent helicity exhibit a slope close to $-5/3$, which corresponds to the transfer of helicity along the spectrum towards small scales (direct cascade). Spectrum slopes of $-4/3$ are also observed, and in the low-frequency region -1 , associated with the convective component, wind shear, and submesoscale structures. The components of the turbulent vortex flow are calculated. The helicity values agree with the previously measured and theoretical estimates obtained for neutral conditions.

Keywords: circulation, vorticity, helicity, surface layer

УДК 551.5

СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ КЛАСТЕРИЗАЦИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГОДНЫХ РЕЖИМОВ В ЕВРО-АТЛАНТИЧЕСКОМ СЕКТОРЕ В ЗИМНИЙ И ЛЕТНИЙ СЕЗОНЫ

© 2023 г. Б. А. Бабанов^{а, *}, В. А. Семенов^{а, b}, И. И. Мохов^{а, c}

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

^bИнститут географии РАН, Старомонетный переулок, 29, Москва, 119017 Россия

^сМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991 Россия

*e-mail: babanov@ifaran.ru

Поступила в редакцию 03.06.2023 г.

После доработки 25.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Для выделения режимов крупномасштабной атмосферной циркуляции (погодных режимов) используются различные методы кластерного анализа. В статье приведено сравнение четырех, наиболее часто используемых методов – k-means (KM), иерархической кластеризации Уорда (HW), модели Гауссовой смеси (GM) и самоорганизующихся карт Кохонена (SOM) на примере выделения погодных режимов в Евро-Атлантическом секторе. Использовались данные реанализа ERA5 для высоты геопотенциала на уровне 500 гПа (z500) для периода 1940–2022 гг. Для зимних месяцев методом KM выделялись четыре классических для Евро-Атлантики погодных режима – два режима, ассоциированные с положительной и отрицательной фазами Североатлантического колебания (NAO+ и NAO–), режим Скандинавского блокинга (SB) и режим, характеризующийся повышенным давлением над Северной Атлантикой. Для летних месяцев методом KM выделены режимы, похожие по пространственной структуре на зимние. Методом SOM выделяются режимы, практически неотличимые от режимов, полученных методом KM. В отличие от KM и SOM, методами HW и GM выделены режимы, характерная пространственная структура которых не полностью совпадает с четырьмя классическими зимними режимами в Евро-Атлантике и их летними аналогами. Режимы, полученными методами HW и GM, объясняется меньшая доля дисперсии z500, для них отличаются особенности переходов, относительные повторяемости и характерные продолжительности, а летние режимы меньше похожи на зимние по сравнению с режимами, полученными методом KM. Средние коэффициенты пространственной корреляции между характерными полями аналогичных режимов, детектированных методами KM и HW, составили 0.76 для зимы и 0.83 для лета, методами KM и GM – 0.70 для зимы и 0.72 для лета, методами HW GM – 0.41 и 0.44 соответственно. При использовании некоторых методов кластеризации выявлены статистически значимые тренды сезонной повторяемости режимов – положительный тренд “NAO+” и отрицательный тренд “NAO–”.

Ключевые слова: кластерный анализ, k-means, погодные режимы, атмосферная циркуляция, Евро-Атлантический регион, Североатлантическое колебание

DOI: 10.31857/S0002351523060020, **EDN:** OSUIJZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из способов описания крупномасштабной атмосферной циркуляции при изучении ее динамики и климатических изменений является подход [Barnston et al., 1987], при котором меняющаяся со временем структура атмосферных полей подразделяется на ограниченное число хорошо различимых между собою квазистационарных типов циркуляции, которые также называют погодными режимами или режимами атмосферной циркуляции [Corti et al., 1999]. При таком подходе атмосферная циркуляция, фактически непрерывно меняющая свое состояние, рассматривает-

ся в качестве системы, состоящей из ограниченного набора режимов, в каждом из которых она пребывает в течение определенного времени, а затем, постепенно или резко (в зависимости от способа выделения режимов), переходит в другой.

Первые крупные работы по выделению типов циркуляции известны с середины XX века, когда различными группами исследователей для территории Центральной Европы и СССР были выделены несколько типов атмосферной циркуляции [Baur et al., 1944; Дзерзеевский и др., 1946]. Методы, применявшиеся тогда для выделения типов циркуляции, основанные на экспертной оценке

погодных карт, впоследствии были названы субъективными [Huth et al., 2008], так как при выделении режимов исследователи во многом полагались на свое субъективное понимание погодных процессов. Методы субъективной классификации типов циркуляции продолжали использоваться и в последующие десятилетия XX века, например, можно отметить каталог Гесса-Брезовски [Hess et al., 1977] для Евро-Атлантики, типы циркуляции Лэмба для Британских островов [Lamb, 1972] или типизация Вангенгейма-Гирса для атлантико-евразийского сектора Северного полушария [Гирс, 1974].

В дальнейшем, внедрение компьютеров и последовательный рост их вычислительных мощностей позволили использовать машинные методы для обработки большого количества метеорологических данных, в том числе в задачах выделения погодных режимов, что позволило рутинно применять так называемые объективные методы [James, 2007], при использовании которых критерием для выделения типов циркуляции служит некоторое численное условие, например, минимизация (максимизация) внутригрупповой (межгрупповой) дисперсии [Kanungo et al., 2002] суточных полей давления на уровне моря [Santos et al., 2005] или высоты геопотенциальной поверхности на уровне 500 гПа (далее, поля циркуляции) [Cassou, 2008].

Самыми ранними и одновременно простыми объективными методами выделения режимов можно считать корреляционные методы [Lund, 1963]. При таком подходе центроидами режимов, то есть геометрическими центрами режимов в пространстве, в котором определены поля, объявляются суточные поля циркуляции с наибольшими средними попарными корреляциями с остальными полями [Willmott, 1987], а суточные поля циркуляции, имеющие попарную корреляцию с центроидами выше (или сумму квадратов расстояний – ниже) некоторого заданного порога, попадают в данный режим. Оставшиеся суточные поля объявляются переходными, то есть не принадлежащими к какому-либо из режимов.

В настоящее время наиболее распространенными подходами при выделении погодных режимов являются методы кластерного анализа, применяющиеся повсеместно в различных научных задачах. Благодаря своей простоте и низким вычислительных затратах наибольшее распространение в задачах выделения погодных режимов получил метод *k*-means [Hartigan, 1979]. Также относительно часто применяются метод иерархической кластеризации Уорда [Cheng et al., 1993], модель гауссовой смеси [Smyth et al., 1999] и алгоритм самоорганизующихся карт Кохонена [Liu et al., 2011], основанный на нейронных сетях. Подробное описание, а также сравнение результативности этих методов кластерного анализа на основе

кластеризации погодных режимов в Евро-Атлантике, являющееся целью настоящей статьи, будет приведено в данной работе.

Как отмечено выше, одной из областей, для которых известны первые работы по выделению погодных режимов, является Европа. Ведущей модой низкочастотной изменчивости атмосферной циркуляции в зимние месяцы в Евро-Атлантике и Северном полушарии в целом является Северо-Атлантическое колебание (North-Atlantic Oscillation, NAO) [Hurrell et al., 2003; Vorobyeva et al., 2021], с которым ассоциированы аномалии осадков и температуры на территории Европы [Hurrell, 1995]. Из-за преобладающего для средних широт Северного полушария западного переноса, характер атмосферной циркуляции в Северной Атлантике, в том числе фаза и интенсивность NAO, имеют определяющее значение на погоду в густонаселенной Европе, в связи с чем в большинстве работ с использованием режимного подхода к изучению атмосферной циркуляции исследуется именно Евро-Атлантический сектор [Vautard et al., 1990]. В Евро-Атлантическом секторе (ЕАТ) различными исследователями обычно выделяется от 4 до 6 режимов [Falkena et al., 2020], двумя из которых неизменно являются режимы, характерные для положительной и отрицательной фаз NAO, и обозначаемые соответственно “NAO+” и “NAO–”.

Определение оптимального количества кластеров при кластеризации данных в некотором многомерном пространстве является отдельной задачей, для решения которой существует свои численные методы, которые кратко будут описаны в данной статье, однако, применительно к задачам выделения погодных режимов, вопрос их оптимального количества до сих пор остается открытым [Christiansen, 2007].

Несмотря на наличие большого числа работ по выделению погодных режимов в ЕАТ, в подавляющем большинстве из них режимы выделялись для зимних месяцев (часто включая ноябрь и март) [Matsueda et al., 2018], когда суточные аномалии полей давления или высоты избранной изобарической поверхности наиболее сильны, что позволяет выделять хорошо различимые (с относительно высоким межкластерным расстоянием) кластеры. Работ по определению погодных режимов в ЕАТ в летние месяцы относительно немного [Guemas et al., 2010], при этом основное внимание в них уделяется именно летним фазам Североатлантического колебания (SNAO) [Folland et al., 2009]. Целью настоящей работы, помимо сравнения результатов различных методов кластерного анализа при выделении погодных режимов в ЕАТ, является сравнение режимов атмосферной циркуляции в ЕАТ в различные сезоны и анализ долгопериодных изменений их характеристик.

2. МЕТОДЫ КЛАСТЕРНОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ПОГОДНЫХ РЕЖИМОВ

1) Метод *k*-means

Метод *k*-means (КМ) в настоящее время является одним из самых распространенных и простых методов кластерного анализа, который позволяет разделять объекты кластеризации из набора данных на хорошо различимые группы (кластеры), выполняя задачу максимизации межкластерного и минимизации внутрикластерного расстояния лучше большинства других методов.

В случае выделения погодных режимов, объектами кластеризации являются суточные (или среднемесячные) поля атмосферной циркуляции, которые можно представить как точки, заданные в пространстве размерностью L . L будет определяться либо числом узлов сетки, на котором заданы поля, либо числом первых главных компонент разложения полей на эмпирические ортогональные функции, на которые предварительно, т.е. перед процессом кластеризации, были разложены поля, что, благодаря снижению размерности, позволяет получить более устойчивые результаты. Далее в тексте, представленные таким образом суточные поля циркуляции будут называться просто “точки”.

Перед началом работы алгоритма задается число K будущих кластеров и функция расстояния в пространстве набора данных, в качестве которой обычно используется Евклидово расстояние:

$$d(X_i, X_j) = \sqrt{\sum_{l=1}^L (x_{il} - x_{jl})^2}, \quad (1)$$

$$X_i = \{x_{i1}, x_{i2}, \dots, x_{iL}\}, \quad i = (1 \dots N),$$

где X_i – точка из набора данных (в задаче выделения погодных режимов – оригинальное или разложенное на эмпирические ортогональные функции суточное поле давления и/или высоты геопотенциала), N – число точек в наборе данных, L – размерность пространства, в котором заданы точки.

Алгоритм КМ состоит из следующих шагов:

1) Некоторым случайным образом задаются K начальных положений центроидов будущих кластеров.

2) Точки набора данных присваиваются тем кластерам, к центроидам которых они ближе всего.

3) Положения центроидов кластеров пересчитываются как центры точек, присвоенных данному кластеру на предыдущем пункте.

4) Пункты 2 и 3 повторяются до тех пор, пока алгоритм не сойдется, то есть положения центро-

идов не перестанут меняться, а внутрикластерная дисперсия не перестанет убывать:

$$V_{iter} = \sum_{k=1}^K \sum_{i \in C_k} d^2(C_k, X_i) = \sum_{k=1}^K \sum_{i \in C_k} \sum_{l=1}^L (c_{kl} - x_{il})^2, \quad (2)$$

$$C_{k,iter} = \frac{1}{N_k} \sum_{i \in C_k} X_i;$$

$$V_{iter \max} = \min(V_{iter}); C_{k,iter \max+1} = C_{k,iter \max}, \quad (3)$$

где V_{iter} – суммарная внутрикластерная дисперсия, $C_{k,iter}$ – центроид k -ого кластера, N_k – число точек, попавших в k -ый кластер, $iter$ – номер итерации алгоритма, $iter \max$ – итерация, при которой алгоритм сойдется.

Итоговое положение центроидов зависит исключительно от их начального положения, что, при их неоптимальной инициализации, приводит к возможному схождению алгоритма к локальному оптимуму, для которого итоговое V будет больше, чем могло быть. В связи с этим рекомендуется множественный прогон алгоритма по одному и тому же набору данных и последующий отбор решения с минимальным V [Bradley et al., 1998]. Для улучшения инициализации алгоритма КМ существует оптимальный метод задания начальных положений центроидов – “*k*-means++” – при котором центроиды последовательно задаются с вероятностью, пропорциональной расстоянию до ближайшего из уже заданных центроидов. В работе [Arthur et al., 2007] показано, что такая инициализация центроидов позволяет алгоритму сходиться с меньшими V за меньшее число итераций. Алгоритм инициализации “*k*-means++” состоит из следующих шагов:

1. Первый центроид C_1 выбирается полностью случайно с координатами одной из точек кластеризуемого набора данных.

2. Второй центроид выбирается по координатам оставшихся точек с вероятностью, пропорциональной $d^2(X_i, C_1)$ (формула 1). Вероятности нормируются так, чтобы в сумме по всем точкам вероятность равнялась 1.

3. Если $K > 2$, то все последующие k центроиды ($k \leq K$) выбираются случайно по координатам точек с вероятностью, пропорциональной $\min_{j=1:k-1} d_2(X_i, C_j)$, т.е. пропорциональной расстоянию от точки до ближайшего из уже заданных центроидов.

Для устранения детерминированности метода КМ, то есть зависимости итогового решения исключительно от инициализации центроидов, существует оптимизация “simulated annealing” (имитация отжига) [Selim et al., 1991]. Во время работы алгоритма на шаге присвоения точек кластерам точки могут быть отнесены не к кластеру ближайшего центроида, а к любому другому с ве-

роятностью P , обратно пропорциональной удаленности от точки до центроида этого кластера:

$$P_{k,iter} = \exp\left(\frac{d_{old}^2 - d_{k,new}^2}{T_{iter}}\right), \quad (4)$$

где d_{old}^2 – расстояние от точки до центроида, к которому она была приписана на предыдущей итерации алгоритма, $d_{k,new}^2$ – расстояние от точки до k -го центроида, к которому она потенциально будет приписана по итогу текущей итерации алгоритма. T_{iter} – параметр, убывающий с каждой последующей итерацией – $T_{iter+1} = CT_{iter}$, где C – так называемый коэффициент охлаждения, очень близкий к единице и подбираемый вручную.

Коэффициент охлаждения C подбирается таким образом, чтобы в начале работы алгоритма точки часто приписывались к “неправильным”, т.е. не ближайшим, кластерам с целью обойти решения с локальными оптимумами V , но с ростом числа итераций сходились к итоговому решению, когда вероятности P будут настолько малы, что вероятности быть присвоенной к не ближайшему кластеру перестанут реализовываться, а алгоритм остановится по тому же критерию, что и оригинальный КМ (формула 3). Стоит отметить, что при $d_{old}^2 = d_{k,new}^2$ вероятность P максимальна, то есть вероятность для точки остаться в ближайшем кластере выше (по формуле 4 она равна 1, но эти вероятности нормируются так, чтобы для каждой точки сумма вероятностей быть приписанной к любому из k кластеров равнялась 1), чем в более удаленном.

В работе по кластеризации суточных полей давления в Евро-Атлантике показано [Philipp et al., 2007], что использование оптимизации “simulated annealing” повышает воспроизводимость и лучше минимизирует V итоговых решений по сравнению с традиционным алгоритмом k -means.

2) Иерархическая кластеризация Уорда

Иерархическая кластеризация представляет собой подход, при котором данные разбиваются на систему вложенных кластеров, создавая “дерево” кластеров, которое можно визуализировать с помощью так называемой дендрограммы. Иерархическая кластеризация принципиально разделяется на два подвида – дивизивную (“сверху-вниз”) и агломеративную (“снизу-вверх”) [Roux, 2018].

При дивизивной кластеризации набор данных на начальном этапе представляет собой единый кластер и последовательно разбивается на подкластеры, однако такой подход используется редко – для него не существует устоявшихся методов, например, на каждом этапе разбиения мож-

но использовать k -means или другой метод [Lamrous et al., 2006], при этом на каждом этапе исследователю придется каким-то образом выбирать число кластеров K и заново прогонять алгоритм. Агломеративная кластеризация используется чаще [Murtagh et al., 2012], при этом подходе, наоборот, на начальном этапе каждая точка представляет собой отдельный кластер, далее кластеры попарно объединяются по одному из выбранных методов сцепки кластеров (linkage method), которых существует несколько [Murtagh et al., 2017].

На основе выбранного метода сцепки на каждой итерации ищется и объединяется такая пара кластеров, для которой будет минимален параметр, зависящий от выбранного метода сцепки [Govender et al., 2020]: 1) Single linkage, метод ближайшего соседа – расстояние двух ближайших точек из разных кластеров; 2) Complete linkage (метод дальнего соседа) – расстояние двух наиболее удаленных точек из разных кластеров; 3) Average linkage (метод средней связи) – среднее попарное расстояние между точками из разных кластеров; 4) Centroid linkage (центроидный метод) – расстояние между центроидами кластеров; 5) Ward’s linkage (метод Уорда) – расстояние считается как потенциальная прибавка к внутрикластерной дисперсии пары кластеров после их объединения, то есть ищется и объединяется такая пара кластеров (например, A и B), для которой ΔV будет минимально:

$$\Delta V_{A \cup B} = \left(\sum_{i \in (A \cup B)} d^2(C_{A \cup B}, X_i) \right) - \quad (5)$$

$$- \left(\sum_{i \in A} d^2(C_A, X_i) + \sum_{i \in B} d^2(C_B, X_i) \right),$$

$$\Delta V_{A \cup B} = \min_{P, Q} (\Delta V_{P \cup Q}), \quad (6)$$

где P и Q – любая пара кластеров из имеющихся на данной итерации алгоритма. После объединения, A и B уже не рассматриваются как отдельные кластеры, а как новый кластер AB , алгоритм поиска пары с наименьшим ΔV начинается заново и продолжается до тех пор, пока все кластеры не сольются в один.

Применительно к задаче идентификации погодных режимов, при использовании иерархической кластеризации обычно применяется метод сцепки Уорда [Cheng et al., 1993], который похож на k -means тем, что основным минимизируемым параметром в процессе работы алгоритма здесь является внутрикластерная дисперсия. Преимуществом иерархической кластеризации Уорда (HW) является отсутствие зависимости от инициализации кластеров, которая в принципе отсутствует в HW. Конечный результат кластеризации методом HW зависит исключительно от класте-

ризуемых данных, при этом по итогу кластеризации исследователь получает возможность изучить дендрограмму кластеризации и остановиться на итерации с интересующим его числом кластеров K . В работе [Bao et al., 2015] кластеризация HW используется для выделения зимних режимов атмосферной циркуляции в Северном полушарии и сравнивается с результатами по методу SOM.

3) Модель гауссовой смеси

Одним из подходов при кластеризации многомерных данных является исследование их плотности распределения. Например, кластеры можно определять путем поиска локальных функций плотности распределения данных. При таком подходе в пространстве кластеризуемого набора данных ищутся локальные максимумы плотности распределения, представляющие из себя точки, имеющие максимальное число соседей (других точек) в некотором радиусе R многомерной сферы по сравнению с другими точками, который подбирается исследователем эмпирически. Такой метод, например, ранее использовался при выделении погодных режимов в Северном полушарии [Molteni et al., 1990]. Применительно к задачам выделения погодных режимов данный метод кластеризации последнее время применяется не так часто, этот метод похож на один из известных методов кластерного анализа под названием DBSCAN (Density-based spatial clustering of applications with noise) [Khan et al., 2014], преимущество которого состоит в способности отделять шум из набора данных, а также малом числе входных параметров перед кластеризацией, всего 2 параметра — радиус R и минимальное число соседей для формирования кластера. Одно из свойств данного метода, которое можно отметить как недостаток — формирование одного крупного, перенаселенного кластера, и большого числа небольших.

Частым предположением о природе кластеризуемых данных служит гипотеза, что данные распределены нормально. В случае кластеризации, когда исследователь полагает, что набор данных состоит из нескольких хорошо различимых групп, можно также предположить, что объекты внутри каждой из этих групп также распределены нормально [Banfield et al., 1993]. Кластеризация гауссовой смесью (GM), в отличие от KM и HW, относится к типу “мягких кластеризаций” (soft clustering) [Kearns et al., 1998], когда по результатам работы алгоритма каждый объект приписывается не к одному определенному кластеру, а к каждому из них с определенной вероятностью, однако исследователю не запрещается по результатам кластеризации присвоить каждый объект из набора данных исключительно тому кластеру, к которому он принадлежит с наибольшей вероятностью.

При кластеризации GM в пространстве набора данных инициализируется K многомерных нормальных распределений, то есть кластеров, для каждого из которых каким-либо способом задаются (угадываются) параметры — среднее и матрица ковариаций [Bilmes et al., 1998]. Среднее при этом можно считать аналогом центроида кластера. Также для каждого распределения задаются веса, которые можно трактовать как доля точек выборки, принадлежащих данному кластеру. Далее, в процессе так называемого EM-алгоритма (Expectation-maximization algorithm) [Yang et al., 2012], основанного на теореме Байеса, и который, вообще говоря, можно использовать и для смеси других распределений, средние, матрицы ковариаций и веса кластеров итеративно пересчитываются. Алгоритм можно представить в виде следующих этапов:

1. Инициализируются средние μ_k , матрицы ковариаций Σ_k и веса кластеров w_k . Значения задаются, как правило, случайным образом, чтобы можно было прогнать алгоритм несколько раз и сравнить результаты. Для инициализации можно использовать, например, способ “k-means++” или найти K первых локальных максимумов плотности распределения точек набора данных по методу, кратко упомянутому в начале данного раздела и более подробно описанного в [Molteni et al., 1990].

2. Для каждой точки X_i , $i = (1..N)$ из набора данных пересчитывается вероятность ее принадлежности к одному из кластеров (многомерных нормальных распределений):

$$P_{X_i}(B_k) = \frac{P(B_k)P_{B_k}(X_i)}{P(X_i)} = \frac{w_k \rho_{B_k}(X_i)}{\sum_{k=1}^K w_k \rho_{B_k}(X_i)}, \quad (7)$$

где B_k — одно из K многомерных нормальных распределений, ρ_{B_k} — функция плотности вероятности этого распределения, для многомерного нормального распределения определяемая по формуле:

$$\rho_{B_k}(X_i) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{L}{2}} |\Sigma_k|^{\frac{1}{2}}} \times \exp\left(\frac{-1}{2}(X_i - \mu_k)^T \Sigma_k^{-1} (X_i - \mu_k)\right), \quad (8)$$

где L — размерность данных, μ_k — среднее, Σ_k — матрица ковариаций, $|\Sigma_k|$ и Σ_k^{-1} — определитель и обратная матрица матрицы ковариаций.

3. По пересчитанным вероятностям принадлежности точек пересчитываются параметры распределений w_k , μ_k и Σ_k :

$$w_k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P_{X_i}(B_k); \quad (9)$$

$$\mu_k = \frac{\sum_{i=1}^N (P_{X_i}(B_k) X_i)}{\sum_{i=1}^N P_{X_i}(B_k)}; \quad (10)$$

$$\Sigma_k = \frac{\sum_{i=1}^N (P_{X_i}(B_k) (X_i - \mu_k)(X_i - \mu_k)^T)}{\sum_{i=1}^N P_{X_i}(B_k)}. \quad (11)$$

4. Пункты 2 и 3 алгоритма продолжают до тех пор, пока алгоритм не сойдется, то есть параметры распределений не перестанут меняться.

Среди преимуществ метода GM можно отметить способность создания кластеров “эллиптической” формы, в отличие от методов KM и HW, в которых из-за минимизации внутрикластерного расстояния, при расчете которой дисперсии каждой из размерностей складываются в одно число (формула 2), кластеры получаются преимущественно “круглые”, т.е. кластеризация в них происходит по всем переменным независимо от их распределения.

В процессе EM-алгоритма происходит максимизация вероятности принадлежности точек кластерам, а не минимизация V (формула 2), т.е. подбираются такие параметры K многомерных нормальных распределений, которые с наибольшей вероятностью описывают набор входных данных, что позволяет получать кластеры, имеющие вытянутую (“эллиптическую”) форму вдоль тех размерностей пространства набора данных, в которых выше дисперсия.

При режимном подходе к анализу атмосферной циркуляции метод кластеризации GM используется, например, в работах [Smyth et al., 1999; Hannachi, 1997], где с помощью него выделяются режимы низкочастотной изменчивости атмосферной циркуляции в тихоокеанском и атлантическом секторах Северного полушария.

4) Метод самоорганизующихся карт

Самоорганизующиеся карты Кохонена (Self-organizing maps, SOM) [Kohonen, 2012] представляют собой метод кластерного анализа, основанный на нейронных сетях. Данный метод позволяет получать кластеры из многомерного набора данных, которые удобно визуализировать на двумерной карте, кластеры в которой отсортированы друг относительно друга (отсюда “самоорганизующиеся”) на основе выбранной метрики расстояния (обычно Евклидовой).

Так как SOM входит в раздел методов машинного обучения на основе нейронных сетей, для него имеется своя сложившаяся терминология –

кластеры называются “нейронами”. Перед запуском алгоритма кластеризации нейроны задаются в своем собственном двумерном пространстве, независимом от набора данных, т.е. на нейронной сети или карте. На нейронной сети определяются расстояния между нейронами или, иначе говоря, мера соседства нейронов, которая используется в процессе кластеризации для их взаимного “обучения”. Центроиды, т.е. координаты центров будущих кластеров, называются “векторами веса” или просто “весами” нейронов, итерации алгоритма называются “эпохами”.

Нейроны представляют из себя объекты, состоящие из двух векторов, заданных в разных пространствах – вектора веса, заданного в пространстве набора данных, и координат (как правило, двумерных), заданных в отдельном пространстве и определяющих положение нейрона на карте нейронной сети относительно других нейронов. В процессе работы алгоритма векторы веса нейронов как бы “натягиваются” на “облако” набора входных данных, при этом векторы веса нейронов, расположенных рядом друг с другом на карте нейронной сети, “притягиваются”, т.е. обновляют значения векторов веса относительно входных данных, к соседним областям в пространстве набора данных.

Алгоритм SOM состоит из следующих шагов:

1. Инициализация координат и весов нейронов. Координаты задаются на двумерной нейронной сети размера $K = M \times N$, где M и N – размеры сети по горизонтали и вертикали. Нейроны могут взаимно располагаться в виде квадратной, шестиугольной или случайной сетки, от чего будет зависеть расстояние между соседствующими нейронами. Веса нейронов задаются (инициализируются) некоторым случайным образом в диапазоне значений набора входных данных, то есть в диапазоне координат, которые принимают точки в пространстве входных данных.

2. Из набора данных выбирается случайная точка. Среди кластеров (нейронов) ищется так называемый “нейрон-победитель”, вес которого на основе выбранной метрики, как правило, Евклидовой, будет ближе всего к данной точке:

$$\forall k \in 1 \dots K \ d(X_i, W_c(t)) \leq d(X_i, W_k(t)), \quad (12)$$

где X_i – случайно выбранная точка из набора данных, $W_c(t)$ – вес нейрона-победителя на эпохе t , $W_k(t)$ – веса остальных нейронов.

3. Веса нейронов обновляются на основе расстояния от их весов до точки X_i и функции обучения, зависящей от эпохи и взаимного расстояния нейронов:

$$W_k(t+1) = W_k(t) + h_{ck}(t)(X_i - W_k(t)); \quad (13)$$

$$h_{ck}(t) = \alpha(t) \exp\left(\frac{-\|r_c - r_k\|^2}{2\sigma^2(t)}\right), \quad (14)$$

где $W_k(t+1)$ – обновленный вес k -го нейрона; $(X_i - W_k(t))$ – вектор (а не Евклидово расстояние), направленный от веса нейрона в сторону выбранной точки; $h_{ck}(t)$ – функция обучения; $\|r_c - r_k\|$ – расстояние между нейронами в пространстве нейронной сети, r – их двумерные координаты; $\alpha(t)$ и $\sigma(t)$ – обучающие коэффициенты, монотонно убывающие с номером эпохи с тем, чтобы в начале работы алгоритма веса нейронов быстро обновлялись, а веса соседствующих нейронов притягивались к соседним областям пространства входных данных, но по мере работы алгоритма взаимное “обучение” затухало, и алгоритм сходился.

4. Пункты 2 и 3 алгоритма продолжают до достижения некоторого критерия – либо пока не будет достигнут заранее предзаданный номер эпохи t_{\max} (наиболее частый критерий), либо пока “ошибка карты” не перестанет существенно убывать: $\Delta V = V(t+1) - V(t) \leq \varepsilon$; V можно посчитать по формуле 2, где в качестве C_k используются веса нейронов $W_k(t)$.

Примеры использования нейронных сетей для выделения режимов крупномасштабной атмосферной циркуляции можно найти в работах [Polo et al., 2011; Loikith et al., 2017]. В работе [Polo et al., 2011] утверждается, что КМ и SOM показывают похожие результаты, что также является одним из выводов настоящей работой (см. главу “результаты”).

Одно из основных преимуществ SOM состоит в автоматической сортировке кластеров друг относительно друга, то есть близкие по Евклидовому расстоянию кластеры будут располагаться рядом на нейронной карте. Например, на двумерной нейронной карте $M \times N = 5 \times 5$ (итого, $K = 25$ нейронов, то есть кластеров), кластеры с координатами $\{1,1\}$, $\{1,2\}$ и $\{2,1\}$ будут похожи друг на друга и иметь схожие характеристики, а кластеры с координатами $\{1,1\}$ и $\{5,5\}$ будут наиболее различаться между собой (по метрике Евклидова расстояния). Для методов КМ и НВ такая взаимная сортировка кластеров потребовала бы отдельной процедуры, то есть при кластеризации с таким же $K = 25$ кластеры с номерами 1 и 2 могли бы располагаться где угодно (в пространстве набора данных) относительно друг друга. При использовании SOM обычно выбирают большие K , т.к. для небольших K , например < 10 , взаимная сортировка, как правило, не нужна.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА КЛАСТЕРОВ

Вышеперечисленные методы, кроме НВ, перед началом работы требуют от исследователя заранее выбрать количество кластеров K , и произ-

водят кластеризацию согласно выбранному числу. Метод НВ в результате создания системы вложенных кластеров позволяет выбрать пользователю решение с любым заданным числом кластеров, однако так же не дает ответа, какое K является предпочтительным.

Для определения оптимального количества кластеров существует несколько простых (например, “метод локтя” или “силуэта” [Shi et al., 2021]) и более сложных методов (например, индексы классифицируемости и воспроизводимости [Michelangeli et al., 1995]). Применительно к задачам выделения погодных режимов через кластеризацию гладких суточных полей циркуляции атмосферы, простые методы, в которых оптимальное K определяется максимумом или точкой перегиба функции некоторого параметра от K , как правило, не дают четкого ответа [Christiansen, 2007]. Тем не менее, их стоит упомянуть, так как, при хорошей “кластеризуемости” набора данных, этих методов будет достаточно. Стоит отметить, что описанные ниже методы подходят прежде всего для кластеризации КМ.

1) Метод локтя (Elbow method)

Данный метод является самым простым. Данный кластеризуются для каждого K в некотором интервале от 2 до K_{\max} . Строится график функции $V(K)$ (формула 2), для которой ищется “локоть” – точка перегиба, такое K , после которого $V(K)$ перестает заметно убывать, т.е. последующее добавление новых кластеров не приводит к заметному улучшению качества кластеризации. Стоит отметить, что $V(K)$ это, в любом случае, монотонно убывающая функция, которая стремится к 0 при K стремящемся к N .

2) Метод Силуэта

Для каждого потенциального K проводится кластеризация данных. Для каждой точки i из набора данных считается величина $S(i)$, называемая коэффициентом силуэта:

$$S(i) = \frac{b(i) - a(i)}{\max\{a(i), b(i)\}}, \quad \text{где} \quad (15)$$

$$a(i) = \frac{1}{N_k - 1} \sum_{j \in C_k, j \neq i} d(X_i, X_j);$$

$$b(i) = \min_{k' \neq k} \left\{ \frac{1}{N_{k'}} \sum_{j \in C_{k'}} d(X_i, X_j) \right\}, \quad (16)$$

где N_k – число точек в кластере k , т.е. $a(i)$ – среднее расстояние от точки до остальных точек из того же кластера, $b(i)$ – среднее расстояние от точки из кластера k до точек из ближайшего для нее соседнего кластера k' , $S(i)$ – это величина, меняю-

сящая в пределах от -1 до 1 , причем чем ближе она к 1 , тем ближе точка к центроиду своего кластера и дальше от точек из других кластеров. Посчитав среднее или сумму $S(i)$ по i для каждой из кластеризаций по всем потенциальным K , можем построить график от K . В отличие от метода локтя, при котором ищется точка перегиба функции $V(k)$, в данном случае на графике ищется максимум $\langle S(i) \rangle$ от K .

3) Индекс классифицируемости

Индекс предложен в работе [Michelangeli et al., 1995] для выделения погодных режимов посредством кластеризации полей высоты геопотенциала на уровне 700 мбар. Идея состоит в том, что при оптимальном K различные решения при кластеризации методом КМ, полученные путем разных инициализаций, более похожи друг на друга, чем при других K .

Допустим, что для данного K методом k -means по разным инициализациям посчитано M различных решений. Для каждой пары решений P, Q можно посчитать матрицу попарных корреляций центроидов кластеров:

$$A_{ij}(P, Q) = \text{corr}(C_i(P), C_j(Q)), \quad (17)$$

где C – один из K центроидов данного решения (формула 2). Далее, для каждой строки i матрицы

A_{ij} ищется максимум $A'_i(P, Q) = \max_j A_{ij}(P, Q)$, т.е.

$A'_i(P, Q)$ – это лучшие попарные корреляции для каждого из центроидов кластеров в решении P , найденные среди центроидов кластеров в решении Q , т.е. корреляции центроидов похожих, аналогичных кластеров. Далее, среди пар аналогичных центроидов ищется “худшая” пара аналогичных центроидов, $c(P, Q) = \min_i A'_i(P, Q) = \min_i (\max_j A_{ij}(P, Q))$, которая и будет характеризовать схожесть двух различных решений (P и Q , в данном случае). Стоит отметить, что $c(P, Q) \neq c(Q, P)$. Посчитав среднее $c(P_m(K), P_{m'}(K))$ для всех имеющихся пар решений, получим индекс классифицируемости:

$$c^*(K) = \frac{1}{M(M-1)} \sum_{1 \leq m \neq m' \leq M} c(P_m(K), P_{m'}(K)). \quad (18)$$

Для оценки значимости, полученный индекс классифицируемости $c^*(K)$ сравнивают с таковым, полученным по случайным сгенерированным выборкам. Выборки генерируются как марковские процессы, имеющие такую же автокорреляцию 1-го порядка и ковариацию, что и оригинальные данные. Полученные $N_{\text{ген}}$ индексов $c_{\text{ген}}^*(K, N)$ сортируются по возрастанию. Долю $c_{\text{ген}}^*(K, N)$, которые оказались меньше $c^*(K)$, можно считать уровнем значимости индекса

классифицируемости. Выбирается такое наименьшее K , для которого уровень значимости оказался выше уровня, заданного исследователем. При использовании данного индекса рекомендуется использовать как можно большие M и $N_{\text{ген}}$ (50 и 100 в оригинальной статье).

4) Индекс воспроизводимости

Идея данного индекса, также описанного в [Michelangeli et al., 1995], заключается в том, что если для определенного K набор данных хорошо кластеризуется, то и его случайные половинчатые подвыборки будут сходиться к решениям, аналогичным таковым у оригинальной выборки.

Методом КМ создается M различных решений, полученных с помощью разных инициализаций. Среди них ищется эталонное решение – такое m решение, для которого будет максимально среднее $\langle c(P_m, P_{m'}) \rangle_{m' \neq m}$ по всем остальным решениям m' , т.е. решение, центроиды которого в среднем больше всего похожи на аналогичные центроиды остальных решений.

Далее, создаются R подвыборок, содержащих по 50% случайно выбранных точек оригинальной выборки данных. Для каждой из подвыборок, таким же образом, как для оригинальной выборки, проводится M кластеризаций и аналогичным образом выбирается эталонное решение. Методом попарных корреляций центроидов кластеров, аналогично индексу классифицируемости, для каждой пары эталонных решений оригинальной выборки P_m и одной из подвыборок P_{mr} считается

$A'_i(P_m, P_{mr}) = \max_j A_{ij}(P_m, P_{mr})$ и осредняется по всем

$r = 1 \dots R$. Данная процедура проводится для каждого рассматриваемого K . Оптимальным можно считать такое K , для которого средняя по всем подвыборкам попарная корреляция центроидов эталонного решения оригинальной выборки и эталонных решений подвыборок $\langle A'_i(P_m, P_{mr}) \rangle_r$ – будет выше некоторого заданного уровня значимости для каждого $i = 1 \dots K$ центроида эталонного решения оригинальной выборки.

Вопрос количества погодных режимов, остается одним из ключевых при режимном подходе в исследованиях крупномасштабной атмосферной циркуляции [Christiansen, 2007; Philipp et al., 2007]. Оптимальное K , если оно существует, зависит как от выбранного метода кластеризации, так и от свойств набора данных – исследуемой характеристики, определяющей циркуляцию (поле давления на уровне моря, высоты геопотенциальной поверхности или другой переменной), выбранной области, продолжительности временного ряда, процедуры предобработки данных и т.д. [Falkena et al., 2020].

4. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЖИМОВ

По результатам кластеризации каждое суточное поле, характеризующее атмосферную циркуляцию, присваивается одному из K режимов. Простейшей статистической характеристикой режима можно считать его населенность или относительную повторяемость, то есть долю суточных полей, отнесенных данному режиму. Другими статистическими характеристиками режимов являются их характерная продолжительность, наиболее вероятные и статистически значимые [Vautard et al., 1990] переходы между режимами, которые можно выявить, посчитав матрицу переходов.

В некоторых исследованиях используют переходные дни [Kondrashov et al., 2004], которые не относят к какому-либо из режимов. Их наличие меняет подход к изучению переходов между режимами, добавляя системе “переходное” состояние и позволяя рассматривать события, когда режимы переходят не только из одного в другой, но и возвращаются “сами в себя” через переходное состояние. В данной работе будет использоваться подход без использования переходных дней.

Как правило, наиболее населенные режимы являются в то же время самыми продолжительными и наиболее вероятными для переходов из других режимов, как бы стягивая переходы в свою сторону в виду большей населенности. Стоит отметить, что характерная (средняя или медианная) продолжительность режимов, описывающих низкочастотную изменчивость атмосферной циркуляции, существенно зависит от способа предобработки полей циркуляции, а именно применения (или неприменения) временной фильтрации данных для отсеивания синоптической изменчивости и соответствующего выбора периода отсечки фильтра (обычно выбирают период ~ 10 дней, от чего характерная продолжительность режимов устремляется к данному значению, но составляет ~ 5 дней без использования фильтрации).

При подсчете статистически значимых переходов, которые можно посчитать путем сравнения реальной матрицы перехода со случайно сгенерированными путем перемешивания режимных событий, происходит “нормировка” переходов режимов на их населенность. Таким образом переходы в малонаселенные режимы могут не быть наиболее вероятными, но в то же время статистически значимыми (т.е. происходит статистически значимо чаще, чем равновероятно), подробнее методика выявления статистически значимых переходов описана в [Vautard et al., 1990].

В различных исследованиях с выделением четырех погодных режимов в Евро-Атлантическом секторе – положительной и отрицательной фаз Североатлантического колебания (NAO+/NAO–),

Скандинавского блокинга (SB) и Атлантического антициклона (AR) – их относительная населенность, как правило, различается, но при этом, независимо от выбранного способа предобработки для последних десятилетий прослеживается следующая картина – самым населенным ($\approx 30\%$ дней) и продолжительным является режим NAO+, средними по населенности оказываются режимы SB и AR ($\approx 23\text{--}27\%$ дней), наименее населенным NAO– ($\approx 20\%$ дней) [Cassou, 2008; Dawson et al., 2012; Charlton-Perez et al., 2018].

5. ПРЕДОБРАБОТКА ДАННЫХ И КЛАСТЕРИЗАЦИЯ

1) Данные и предобработка

Для идентификации режимов использовались поля высоты геопотенциала на уровне 500 гПа (z_{500}) реанализа ERA5 [Hersbach et al., 2020] с 1940 по 2022 гг. Поля были осреднены до суточных и интерполированы на сетку с шагом в 1 градус для удобства. Для выделения режимов в Евро-Атлантике был выбран сектор 80 з.д.–40 в.д. по долготе и 30 с.ш.–80 с.ш. по широте, такая область чаще всего используется для выделения погодных режимов в EAT [Fabiano et al., 2020].

Перед кластеризацией были получены поля аномалий путем вычитания из суточных полей сезонного хода, который считался осреднением суточных полей за одни и те же календарные даты разных лет за весь период (1940–2022 гг.), сглаженные скользящим средним в 5 суток. Для удаления высокочастотных синоптических волн к полям аномалий применялся фильтр Баттерворта низких частот [Selesnick et al., 1998] с периодом фильтрации 10 суток. Из фильтрованных суточных полей аномалий высоты геопотенциала выбирались зимние (декабрь, январь, февраль) и летние (июнь, июль, август) месяцы для кластеризации зимних и летних режимов соответственно. За исследуемый 83-летний период 1940–2022 гг. для зимних месяцев имеется 7491 суточных полей, для летних – 7636.

Для сглаживания пространственной дисперсии полей и уменьшения размерности данных фильтрованные суточные поля аномалий высоты геопотенциала (далее, поля аномалий) раскладывались на эмпирические ортогональные функции (ЭОФ). Перед разложением на ЭОФ поля аномалий были взвешены на корень из площади для уравнивания вклада в дисперсию узлов сетки полей на разных широтах. Для зимних полей было отобрано 13 первых ЭОФ, объясняющих 94.6% дисперсии, для летних полей 20 первых ЭОФ, объясняющих 94.8% дисперсии, такие числа ЭОФ выбраны, чтобы они объясняли примерно по 95% дисперсии в обоих случаях. Непосред-

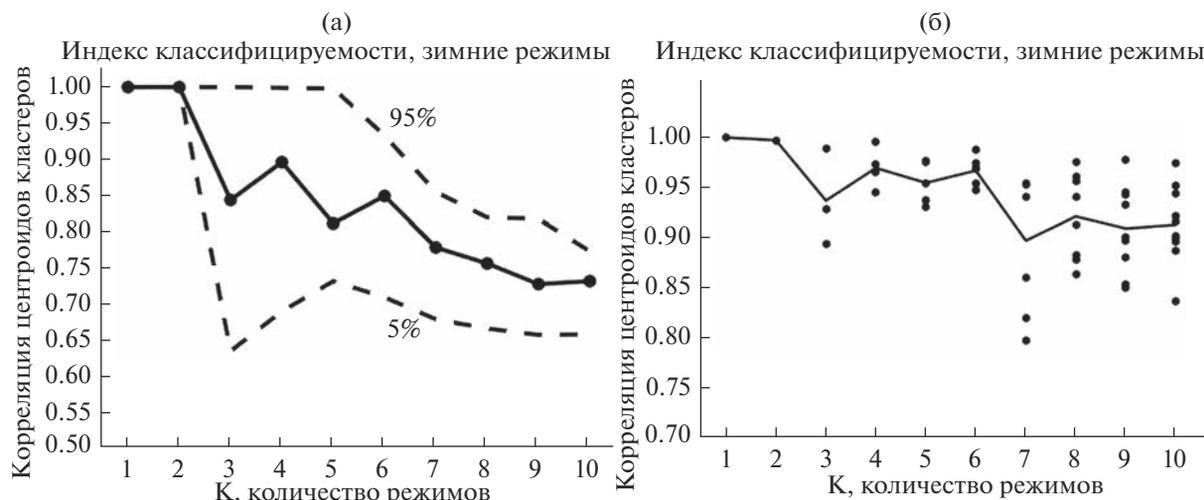


Рис. 1. Индексы классифицируемости (а) и воспроизводимости (б) для зимних режимов. а) пунктирными линиями обозначены 5% (20-ая выборка из 400) и 95% (380-ая выборка) уровни индекса сгенерированных выборок, сплошной линией с точками значение индекса для оригинальной выборки; б) сплошной линией среднее по всем режимам значение индекса воспроизводимости, точками обозначено значение индекса воспроизводимости для каждого из К режимов в отдельности.

ственно кластеризации подвергались временные ряды главных компонент ЭОФ.

Отметим, что в разных работах с выделением режимов атмосферной циркуляции в ЕАТ перед кластеризацией используют разное число ЭОФ, например, 4 в работах [Dawson et al., 2012; Fabiano et al., 2020] или 14 в [Cassou, 2008; Charlton-Perez et al., 2018]. Как правило, авторы отмечают, что результаты кластеризации не сильно меняются при увеличении числа ЭОФ. В работе [Falkena et al., 2020] исследуются различия в погодных режимах, полученных методом КМ, в зависимости от способа предобработки данных – использования (или неиспользования) временных фильтров и разложения на ЭОФ. Утверждается, что режимы, полученные при разложении данных на 10, 15 и 20 первых ЭОФ и без разложения (оригинальные данные), практически не отличаются и имеют схожие повторяемости и вероятности переходов.

2) Выбор количества режимов

Была проведена оценка оптимального количества режимов на интервале К от 2 до 10 для кластеризации методом КМ. Как было отмечено выше, простые методы проверки оптимального числа кластеров (метод локтя и Силуэт) не дают четкого ответа. Графики $V(K)$ и $\langle S_i(t) \rangle$ от К представляют собой убывающие функции, однако для зимних режимов наблюдается слабый перегиб $V(K)$ и локальный максимум $\langle S_i(t) \rangle$ (при данном методе ищется глобальный максимум) при $k = 4$. Для летних режимов аналогичной картины не наблюдается, кривые $V(K)$ и $\langle S_i(t) \rangle$ от К плавно убывают.

Для оценки оптимального числа режимов использовались в том числе индексы классифицируемости и воспроизводимости. Для подсчета индекса классифицируемости было сгенерировано 400 случайных выборок с одинаковыми дисперсиями и автокорреляцией 1-го порядка, как у оригинальных данных, и 400 случайных подвыборок для подсчета индекса воспроизводимости.

Для зимних режимов индексы показывают локальные пики для $k = 4$ и $k = 6$ (см. рис. 1), но ни для одного К индекс классифицируемости оригинальной выборки не оказался выше, чем у 95% сгенерированных выборок, т.е. никакое К не будет являться статистически значимым. Для летних режимов высокое значение индексов наблюдается при $k = 3$ (см. рис. 2).

В целом, использованные методы не дали однозначного ответа об оптимальном количестве режимов. Так как в большинстве исследований для выделения зимних режимов в Евро-Атлантике используется $K = 4$ [Cassou, 2008; Michelangeli et al., 1995; Fabiano et al., 2020; Dawson et al., 2012; Charlton-Perez et al., 2018], было решено выбрать это число для возможности сопоставления с предыдущими результатами. Для летних режимов кластеризация так же проводилась с $K = 4$ для возможности сравнения полученных летних режимов с зимними. Стоит отметить, что существуют работы, в которых в ЕАТ зимой выделяется 6 режимов [Falkena et al., 2020], в таком случае режимы “NAO+”, “NAO–” остаются визуально неизменными (поля центроидов этих режимов), а у режимов “SB” и “AR” появляются “противоположные” – “SB–” и “AR–”.

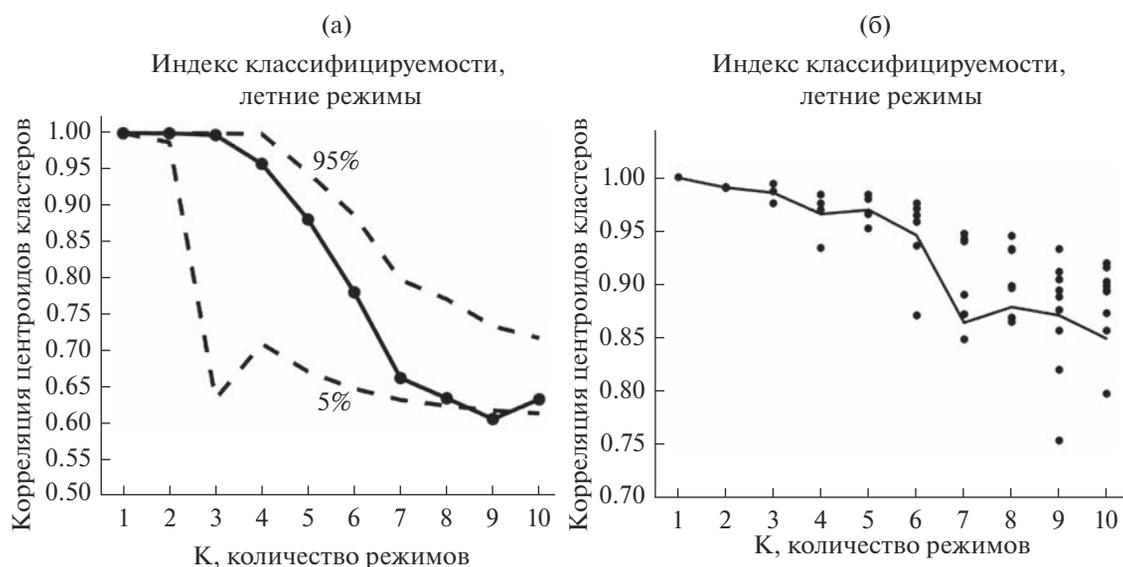


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для летних режимов.

Обработка данных и их последующая кластеризация выполнялись в программной среде MATLAB с использованием как встроенного функционала, так и дополнительных программ, разработанных в том числе авторами статьи. Предобработка данных (удаление сезонного хода, фильтрация по времени, разложение на ЭОФ) выполнялась как с использованием встроенных функций, так и функций из пакета “Climate Data Toolbox for MATLAB” [Greene et al., 2019] (“filt1”, “eof” и другие). Для кластеризации KM с использованием оптимизаций “kmeans++” и “simulated annealing”, а также для подсчета индексов классифицируемости и воспроизводимости использовались написанные авторами программы, для остальных методов кластеризации – GM, HW и SOM – использовались встроенные в MATLAB функции (“fitgmdist”, “cluster”, “linkage”, “nc-tool” и прочие).

6. РЕЗУЛЬТАТЫ

1) Поля зимних и летних погодных режимов

Средние характерные поля аномалий z500 режимов, полученные путем усреднения всех суточных полей аномалий z500, попавших в соответствующие режимы, представлены на рис. 3. Режимы, полученные методом SOM, не приведены на рисунке. Результаты кластеризации методом SOM оказались практически идентичны результатам, полученным по методу KM – число суточных полей, попавших в другие, чем в методе KM, режимы, составило 12 и 10 полей из 7491 и 7636 для зимних и летних режимов соответственно, то есть менее 0.2% (также см. табл. 1), поэтому далее в данной главе результаты метода SOM не приве-

дены, так как принимаются идентичными таковым по методу KM.

Традиционные названия NAO+, NAO–, SB, AR даны для режимов, полученных методом KM, так как визуально они наиболее совпадают с традиционными зимними EAT режимами, полученными этим методом в других исследованиях [Fabiano et al., 2020; Dawson et al., 2012; Charlton-Perez et al., 2018]. Не все режимы, полученные по методам HW и GM, воспроизводят вышеназванные режимы, однако они сопоставлены с режимами по методу KM таким образом, чтобы средняя пространственная корреляция режимов, названных аналогично, была максимальной. На рис. 3 и далее по тексту для летних режимов используются аналогичные зимним режимам (NAO+, NAO–, SB, AR) названия с припиской “s” (summer).

Из рис. 3 видно, что летние поля режимов являются менее выраженными (поля на рисунках более бледные даже с учетом использования уменьшенной шкалы) по сравнению с зимними, что является следствием более низкой изменчивости полей z500 в летние месяцы по сравнению с зимними.

В табл. 1 приведено сравнение внутрикластерных расстояний в зависимости от выбранного метода кластеризации. Видно, что KM и SOM произвели кластеры с близкими внутрикластерными расстояниями (разница в пользу k-means в 5-ом знаке после запятой, не приведено в таблице), при этом кластеризация HW и GM оказываются хуже в терминах суммарных внутрикластерных расстояний и доли объясненной дисперсии, то есть в среднем кластеры HW и GM менее плотные, несмотря на выраженность некоторых из

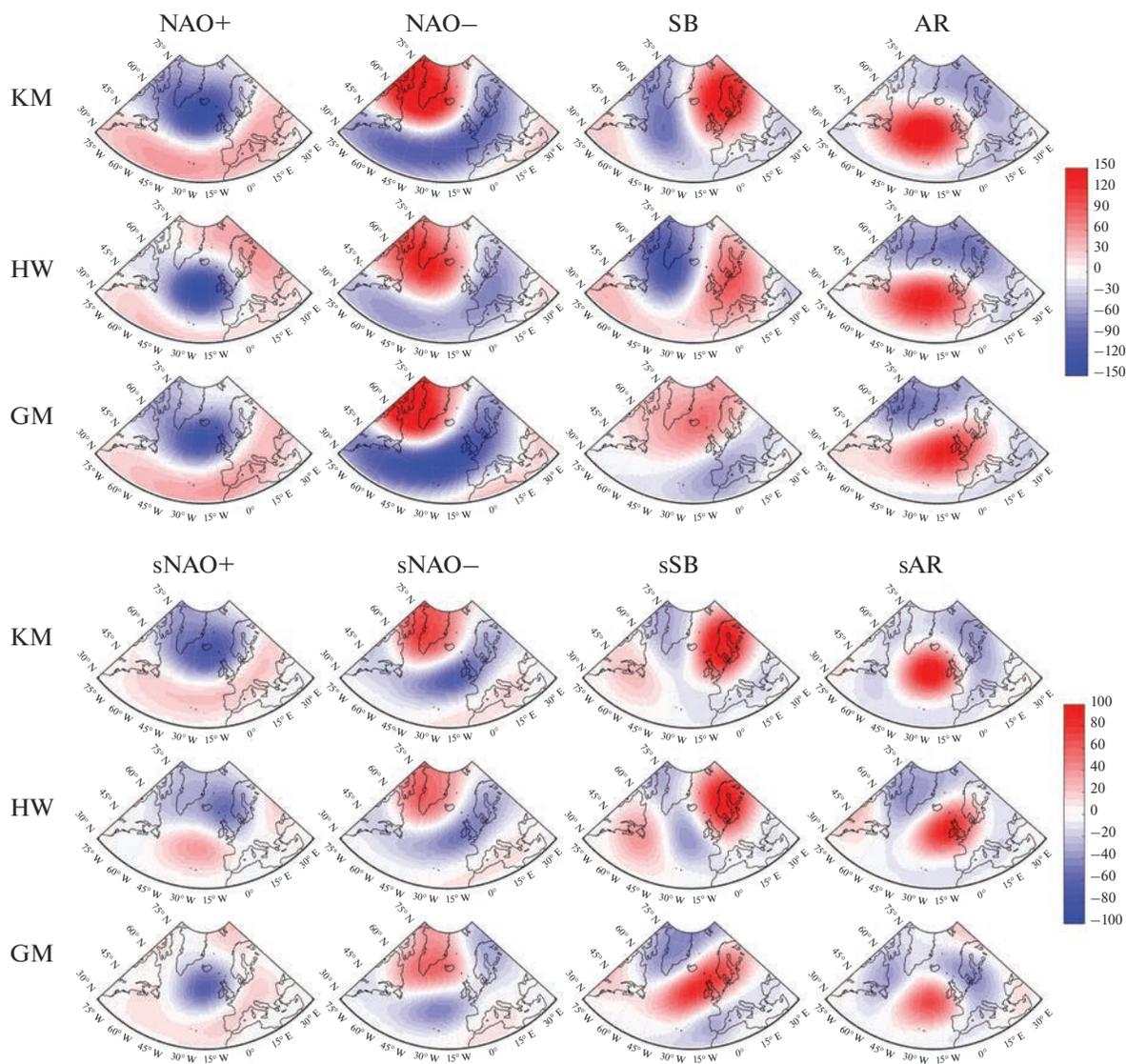


Рис. 3. Средние поля аномалий z-500 зимних и летних режимов в ЕАТ секторе. Верхние три ряда – зимние режимы, нижние три ряда – летние, справа от полей соответствующие шкалы величины аномалий z500 в метрах для зимних и летних режимов.

них (например, NAO– в GM). Стоит отметить, что доля объясненной дисперсии (которая считается как $1 - V_k/V_1$) зависит от метода предобработки данных и выбранного числа ЭОФ разложения оригинальных полей, однако тенденция превосходства k-means при этом сохраняется.

В табл. 2 представлено сравнение пространственных корреляций средних полей режимов, полученных разными методами, а также сравнение пространственных корреляций зимних и летних полей для одного и того же метода. По приведенным значениям в таблице видно, что результаты кластеризации GM и HW плохо коррелируют между собой (<0.5 в среднем для обоих сезонов), но хорошо коррелируют с KM (>0.7 в среднем для обоих сезонов). Сравнение пространственных

корреляций зимних и летних полей аналогичных режимов показывает, что наиболее похожие летние режимы по сравнению с зимними получают при методе KM, хуже всего при методе HW, что так же свидетельствует о том, что KM является более предпочтительным методом при кластеризации полей циркуляции атмосферы.

2) Относительная и сезонная повторяемость режимов

Для полученных разными методами режимов анализировались и сравнивались относительная и сезонная повторяемости, средняя продолжительность и матрицы переходов. Относительная повторяемость режимов представлена в табл. 3,

Таблица 1. Сумма внутрикластерных расстояний зимних и летних погодных режимов, полученных разными методами кластеризации. Единица измерения – 10^4 м^2

Метод кластеризации	Зимние погодные режимы				Суммарная внутрикластерная дисперсия	Доля объясненной дисперсии
	sNAO+	sNAO–	sSB	sAR		
KM	1512	1374	1303	1323	5511	32.64%
SOM	1514	1374	1304	1319	5511	32.64%
HW	1267	2208	1248	1030	5753	29.68%
GM	1537	676	2122	1561	5896	27.94%
	Летние погодные режимы					
KM	462	603	494	476	2035	23.62%
SOM	461	604	494	477	2035	23.62%
HW	551	713	364	443	2070	22.29%
GM	746	631	424	338	2139	19.72%

Таблица 2. Пространственные корреляции средних полей режимов, полученных разными методами для зимних и летних сезонов

Корреляции режимов, полученных разными методами					
Методы кластеризации	sNAO+	sNAO–	sSB	sAR	В среднем
	Зимние погодные режимы				
KM и HW	0.55	0.94	0.67	0.89	0.76
KM и GM	0.97	0.92	0.20	0.71	0.70
HW и GM	0.67	0.74	–0.56	0.79	0.41
	Летние погодные режимы				
KM и HW	0.79	0.99	0.92	0.63	0.83
KM и GM	0.66	0.84	0.65	0.73	0.72
HW и GM	0.19	0.84	0.37	0.37	0.44
Корреляции аналогичных зимних и летних режимов, полученных одним методом					
Методы кластеризации	NAO+ и sNAO+	NAO– и sNAO–	SB и sSB	AR и sAR	В среднем
KM	0.90	0.81	0.85	0.81	0.84
HW	–0.20	0.62	0.47	0.48	0.34
GM	0.83	0.83	0.25	0.51	0.60

где также приведена повторяемость классических зимних погодных режимов, полученных другими авторами кластеризацией KM суточных полей z500 за разные временные периоды и с немного отличающимися способами предобработки данных.

По табл. 3 видно, что полученная авторами повторяемость режимов NAO+/NAO– в пределах 1.5% согласуется с таковой в других работах [Cassou, 2008; Dawson et al., 2012; Charlton-Perez et al., 2018]. Полученные авторами повторяемости режимов SB и AR сильнее отличаются от их повто-

ряемостей в других работах, что, скорее всего, является следствием большей чувствительности этих режимов к выбору временного интервала (1940–2022 гг. в настоящей работе) и способу предобработки данных (13 ЭОФ, 10-дневный фильтр). Прослеживается общая тенденция – самый частый режим – NAO+, средние по частоте SB и AR, NAO– – самый редкий. При кластеризации z500 другими методами данная тенденция не прослеживается – в HW режим NAO– оказался наиболее продолжительным с частотой в

Таблица 3. Относительная повторяемость зимних и летних погодных режимов, полученных разными методами. Повторяемость традиционных зимних погодных режимов в ЕАТ-секторе, полученных в других работах методом КМ, выделена курсивом. Режимы, для которых тренды сезонной повторяемости за 1940–2022 гг. значимы на уровне 95%, отмечены жирным шрифтом и соответствующим знаком тренда

Метод кластеризации	sNAO+	sNAO–	sSB	sAR
	Зимние погодные режимы			
КМ	30.2% +	21.4% –	23.7%	24.7%
Cassou, 2008	<i>30%</i>	<i>20%</i>	<i>27%</i>	<i>23%</i>
Dawson et al., 2012	<i>29.6%</i>	<i>20.4%</i>	<i>27.6%</i>	<i>22.4%</i>
Charlton-Perez et al., 2018	<i>29.7%</i>	<i>20.0%</i>	<i>28.6%</i>	<i>21.8%</i>
HW	23.6%	31.5% –	23.1%	21.8%
GM	30.0% +	12.3%	30.4% –	27.4%
Летние погодные режимы				
КМ	25.5%	28.1%	23.4%	23.0%
HW	26.9%	33.4%	17.4%	22.4%
GM	37.8%	25.4% +	19.1%	17.8%

33.38%, в GM NAO– – наименее продолжительный, но со слишком низкой относительной повторяемостью 12.25%.

Несмотря на хорошую пространственную корреляцию средних полей летних режимов по сравнению с зимними при методе КМ (средняя корреляция 0.84, см. табл. 2), их относительная повторяемость отличается – самым частым оказался режим sNAO– с повторяемостью 28.06% против 21.39% зимой, а повторяемость sNAO+ уменьшилась с 30.20 до 25.51%. В целом, относительная насыщенность летних режимов получилась более равномерной по сравнению с зимними, что является одним из свойств метода КМ при плохой кластеризуемости данных (доля объясненной кластеризацией дисперсии 23.62% летом против 32.64% зимой, см. табл. 1). Для методов HW и GM отмечается излишняя населенность некоторых режимов в летние месяцы – sNAO– для HW и sNAO+ для GM.

Помимо относительной повторяемости режимов, анализировались временные ряды сезонной повторяемости (количество суток за сезон, когда наблюдался данный режим) и их линейные тренды. Для сезонной повторяемости зимних режимов, полученных разными методами, получились разные по величине и значимости тренды, но наблюдается общая картина – положительный тренд повторяемости NAO+, который оказался значимым (на уровне 95%) для режимов, полученных по методам КМ и GM, и отрицательный тренд повторяемости NAO–, который оказался значимым для режимов, полученных по методам КМ и HW.

Временные ряды и линейные тренды режимов NAO+ и NAO–, полученных методом КМ, представлены на рис. 4. Режимы NAO+ и NAO– ассоциированы с волнами тепла и холода соответ-

ственно над территориями Европы и Западной России [Cattiaux et al., 2010; Бардин и др., 2019], поэтому их многолетние тренды сезонной повторяемости могут частично объяснять общий тренд потепления в данных регионах в последние десятилетия.

Зимние режимы SB и AR, полученные по различным методам, имеют незначимые разнонаправленные тренды сезонной повторяемости, кроме значимого отрицательного тренда SB при методе GM, который, однако, слабо похож на свои аналоги в методах HW и КМ (см. рис. 3 и табл. 2), т.е., вообще говоря, не представляет собой скандинавский блокинг. Для летних месяцев значимые тренды сезонной повторяемости отсутствуют практически для всех режимов, полученных разными методами, кроме положительного тренда для режима sNAO–, полученного по методу GM.

3) Характерная продолжительность режимов

В табл. 4 представлены средние продолжительности режимов. Самым продолжительным оказался режим NAO–, причем как для зимних месяцев (>10 дней по методам КМ и HW), так и для летних (sNAO–, >9 дней по методам КМ и HW). Такая повышенная продолжительность отмечается на фоне самой низкой (по методу КМ) среди четырех режимов относительной повторяемости в зимние месяцы. Наименее продолжительными оказались режимы SB в зимние месяцы и sAR в летние.

Сравнение средних и медианных значений продолжительности режимов, полученных разными методами, показывает, что наиболее продолжительные режимы получаются при класте-

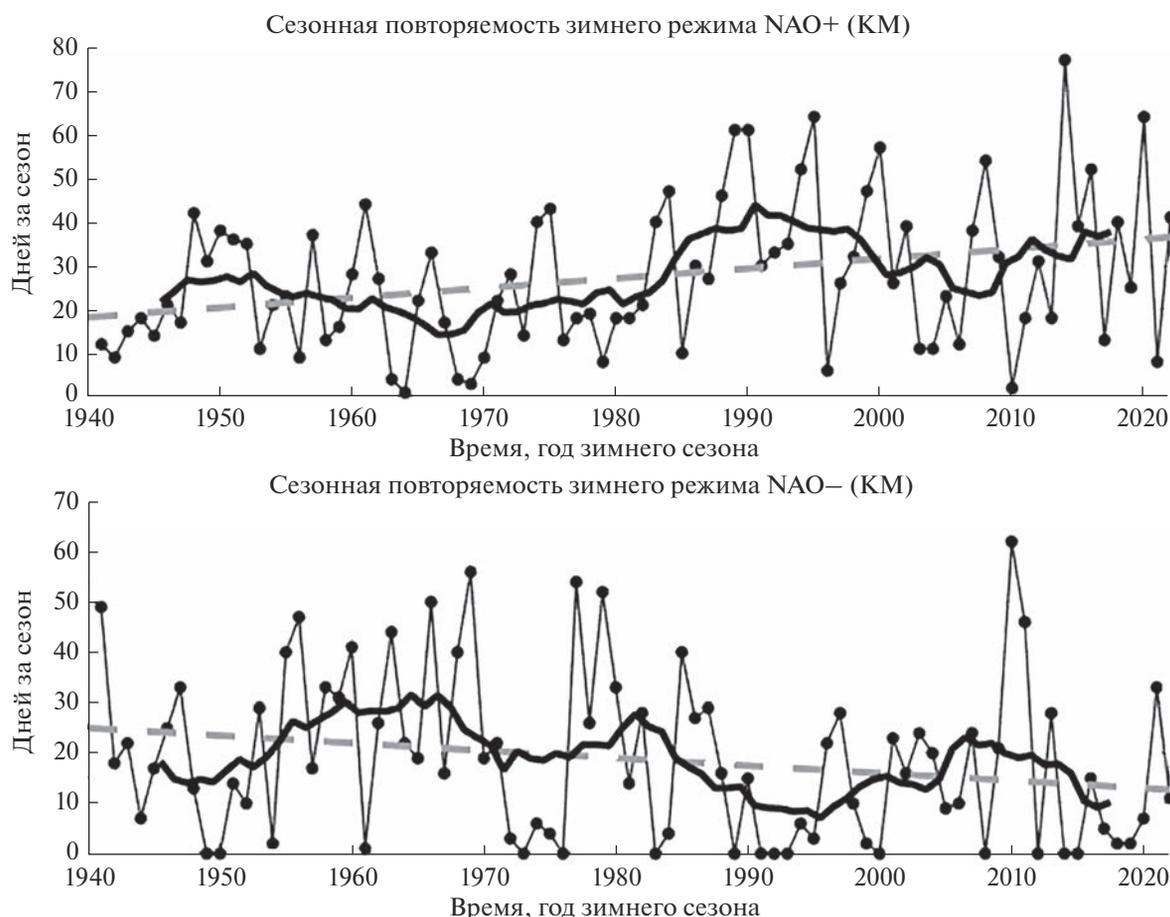
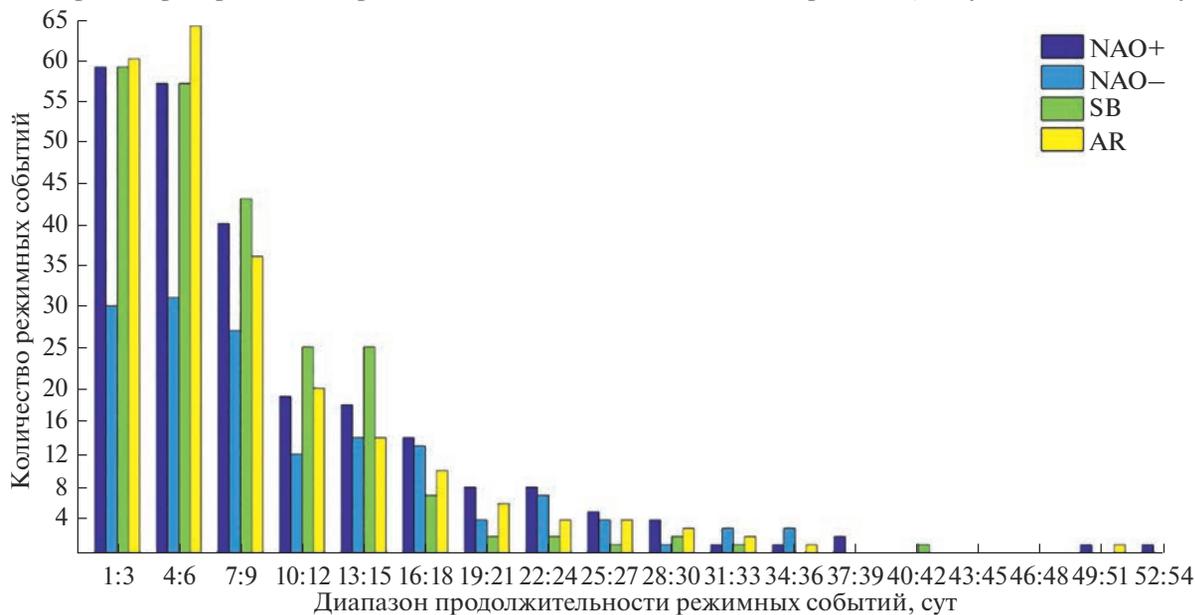


Рис. 4. Временные ряды (линии с точками), скользящие средние с окном осреднения в 10 лет (черные жирные кривые) и линейные аппроксимации (пунктирные линии) сезонной повторяемости режимов NAO+ и NAO-, полученных методов КМ. Линейный тренд NAO+: +0.22 дней за сезон/год, p -value = 0.004; линейный тренд NAO-: -0.15 дней за сезон/год, p -value = 0.05.

Таблица 4. Статистические характеристики продолжительности режимов, полученных разными методами. Столбцы, обозначенные символом “w” – средние взвешенные (на относительную повторяемость) значения по всем четырем режимам

Метод кластеризации	Зимние режимы					Летние режимы				
	NAO+	NAO-	SB	AR	w	sNAO+	sNAO-	sSB	sAR	w
Средняя продолжительность, суток										
КМ	9.5	10.4	7.8	8.2	9.0	7.2	9.1	7.3	6.7	7.6
HW	8.7	11.6	7.6	8.8	9.4	8.3	11.2	7.8	7.9	9.1
GM	8.6	8.6	7.4	8.5	8.2	8.5	7.1	7.0	5.9	7.4
Медианная продолжительность, суток										
КМ	7.0	8.0	6.0	6.0	6.7	6.0	7.0	6.0	5.0	6.1
HW	7.0	9.0	6.0	7.0	7.4	6.0	8.0	6.0	6.0	6.7
GM	7.0	7.5	6.0	6.0	6.5	6.0	5.0	5.0	4.0	5.2
Среднеквадратичное отклонение, суток										
КМ	8.6	8.2	6.0	7.4	7.6	5.9	7.4	6.0	5.2	6.2
HW	6.9	9.4	6.3	6.5	7.5	6.4	9.5	5.7	6.0	7.2
GM	7.3	7.1	5.9	7.8	7.0	7.8	5.9	6.5	4.7	6.5

Гистограммы распределения продолжительностей зимних погодных режимов, полученных по методу КМ



Гистограммы распределения продолжительностей летних погодных режимов (КМ)



Рис. 5. Гистограммы распределения продолжительностей зимних и летних погодных режимов, полученных по методу КМ.

ризации методом HW, а наименее продолжительные при кластеризации GM. Для всех режимов отмечается высокая величина стандартного отклонения их продолжительности, которая близка к средней продолжительности и превышает медианную, что говорит о том, что среди событий режимов часто встречаются как и очень короткие, продолжительностью не более трех суток, которые можно условно назвать переходными, так и довольно продолжительные, которые могут занимать до двух месяцев (средняя максимальная продолжительность по всем режимам и методам для зим-

них месяцев составляет 45 сут, для летних 40 сут). На рис. 5 представлены гистограммы распределения продолжительностей для режимов, полученных по методу КМ. Из рисунка 5 и табл. 4 видно, что летние режимы оказываются менее продолжительными, чем зимние, также по рисунку заметно отличие в распределении продолжительностей режима NAO- и sNAO- относительно остальных.

Стоит упомянуть, что характерная продолжительность режимов сильно зависит от способа обработки данных, а именно от применения или не-

Таблица 5. Матрицы вероятностей переходов зимних и летних режимов, полученных разными методами. Первый столбец – “Название режима” – указывает, из какого режима осуществляется переход ($X \rightarrow \dots$), последние четыре столбца – в какой режим осуществляется переход ($\dots \rightarrow Y$). Жирным (курсивным) шрифтом обозначены статистически значимо частые (редкие) переходы

Название режима	Метод кластеризации	Зимние режимы			
		NAO+	NAO–	SB	AR
NAO+	KM	–	<i>0.11</i>	0.48	0.41
	HW	–	0.36	0.48	<i>0.16</i>
	GM	–	0.12	<i>0.39</i>	0.49
NAO–	KM	0.33	–	0.33	0.34
	HW	0.35	–	<i>0.28</i>	0.37
	GM	0.52	–	0.48	<i>0.00</i>
SB	KM	<i>0.33</i>	0.33	–	0.35
	HW	0.42	<i>0.23</i>	–	0.35
	GM	<i>0.37</i>	0.25	–	0.37
AR	KM	0.51	0.22	<i>0.27</i>	–
	HW	<i>0.20</i>	0.36	0.44	–
	GM	0.41	<i>0.00</i>	0.59	–
Название режима	Метод кластеризации	Летние режимы			
		sNAO+	sNAO–	sSB	sAR
sNAO+	KM	–	<i>0.21</i>	0.45	0.34
	HW	–	<i>0.35</i>	0.27	0.38
	GM	–	<i>0.37</i>	0.26	0.37
sNAO–	KM	0.45	–	<i>0.20</i>	0.35
	HW	0.52	–	0.23	<i>0.26</i>
	GM	0.58	–	0.21	<i>0.21</i>
sSB	KM	<i>0.25</i>	0.35	–	0.40
	HW	<i>0.16</i>	0.45	–	0.39
	GM	<i>0.37</i>	0.37	–	0.26
sAR	KM	0.41	0.33	<i>0.27</i>	–
	HW	0.47	<i>0.27</i>	0.26	–
	GM	0.49	<i>0.25</i>	0.27	–

применения фильтрации по времени и выбора периода отсечки. В данной работе применялся фильтр Баттсворта низких частот с периодом отсечки в 10 сут, из-за которого общая дисперсия суточных полей аномалий z500 снижается примерно в 1.5 раза, а характерная продолжительность режимов увеличивается.

4) Переходы между режимами

Были рассчитаны матрицы переходов между режимами, а также статистически значимые переходы (см. главу 4) с целью выяснить, какие пе-

реходы более или менее вероятны, что может иметь потенциальное применение в задачах предсказуемости. Вероятностные матрицы переходов режимов, в том числе статистически значимые из них, полученные для каждого из методов, представлены в табл. 5. Вероятностные матрицы получены путем деления числа переходов из данного режима в другие на суммарное число переходов из данного режима (т.е. сумма вдоль каждой строки в табл. 5 равна 1 без учета особенностей округления).

Статистически значимые переходы получены по методике, предложенной в [Vautard et al., 1990], т.е. это такие переходы, которые происходят в 95% случаев чаще или реже, чем в матрицах, случайно сгенерированных путем перемешивания режимных событий с сохранением общего числа событий каждого режима. Так как переходы рассматривались между режимными событиями, а не между отдельными суточными полями, то переходы режимов в самих себя (например, NAO+ \rightarrow NAO+) при таком подходе отсутствуют.

Из табл. 5 видно, что вероятность перехода из режима NAO+ в “противоположный” режим NAO– довольно низкая – 0.11 для режимов по методу KM и 0.12 по GM, однако 0.36 по HW. При этом вероятность перехода из NAO– в NAO+ в 3–4 раза выше, чем из NAO+ в NAO–, что может объясняться как свойствами атмосферной циркуляции в Евро-Атлантике, так и разницей в повторяемости этих режимов, так как более населенные режимы “перетягивают” переходы в свою сторону, однако NAO+ является более населенным только по методам KM и GM, из-за чего, вероятно, такой разницы в вероятности переходов не наблюдается для этих режимов, полученных методом HW (0.36 для перехода из NAO+ в NAO– и 0.35 для перехода из NAO+ в NAO–), при этом режим NAO+ в HW заметно отличается от NAO+ по методам KM и GM (см. табл. 2).

Аналогичный, хоть и менее выраженный результат получился для летних режимов sNAO+ и sNAO– – вероятность перехода из sNAO– в sNAO+ 1.5–2 раза выше (для каждого из методов), чем из sNAO+ в sNAO–, что, при схожести летних и зимних режимов NAO разных фаз, может свидетельствовать о том, что разница в вероятности переходов между этими режимами объясняется не только разницей в их повторяемости, так как в летние месяцы повторяемость sNAO– выше, чем sNAO+ для всех методов, кроме GM, о чем так же свидетельствует тот факт, что для всех методов переход из sNAO– в sNAO+ оказался статистически значимо частым, а переход из sNAO+ в sNAO– статистически значимо редким.

Интересным результатом оказалась нулевая вероятность перехода между режимами NAO– и AR при кластеризации методом GM, т.е. за исследуемый период между полученными режимами

такие переходы не наблюдались ни разу, однако стоит отметить, что режим AR для метода GM отличен от классического режима AR, полученного с помощью KM (см. рис. 3 и табл. 2). При других методах кластеризации между этими режимами наблюдаются либо незначимые, либо статистически значимо частые (NAO⁺ → AR в HW) вероятности переходов. Также для метода GM, в отличие от остальных, наблюдаются “цепочки” значимых переходов, проходящие через каждый из режимов: NAO⁺ → AR → SB → NAO[−] → NAO⁺ → ... и, аналогично, sNAO⁺ → sAR → sSB → sNAO[−] → sNAO⁺ → ..., т.е. системы режимов, полученных методами GM для зимних и летних месяцев, со статистически значимо высокой вероятностью поочередно проходят через все свои состояния, несмотря на то, что летние режимы при методе GM относительно плохо воспроизвелись по сравнению с зимними (средняя корреляция полей аналогичных режимов 0.6). Такой результат может являться как простым совпадением, так и свойством метода GM.

Для других методов не наблюдается замкнутых цепочек статистически значимо частых переходов, проходящих через все режимы, так как не для каждого из режимов, полученных по методам KM и HW существуют значимо частые переходы, например, их нет для режимов NAO[−] и sAR по методу KM и режимов AR и sNAO⁺ по методу HW.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведен краткий обзор четырех наиболее часто используемых методов кластеризации для выделения крупномасштабных режимов атмосферной циркуляции – k-means (KM), иерархической кластеризации со сцепкой Уорда (HW), модели Гауссовой смеси (GM) и Самоорганизующихся карт Кохонена (SOM), а также некоторых численных методов для определения оптимального количества режимов. По суточным данным реанализа ERA5 для высоты геопотенциальной поверхности на уровне 500 гПа (z500) с помощью вышеперечисленных методов выделены погодные режимы в зимние и летние месяцы, а также проведено сравнение их статистических характеристик.

Для Евро-Атлантического региона по данным z500 реанализа ERA5 для периода 1940–2022 гг. в зимние месяцы показано, что оптимальное число режимов K равно 4 или 6, для летних режимов оптимальное K = 3, при этом единственного, статистически значимого K, использованные авторами методы не дали. В целом, задача определения числа погодных режимов остается нерешенной по сей день [Christiansen, 2007]. В данной работе для обоих сезонов выделялись 4 погодных режима, как в большинстве работ по выделению зимних режимов в Евро-Атлантике [Cassou, 2008; Michel-

angeli et al., 1995; Fabiano et al., 2020; Dawson et al., 2012; Charlton-Perez et al., 2018] с помощью метода KM по данным о высоте геопотенциала. Летние режимы, выделенные методом KM, оказались визуально похожи на зимние, средний коэффициент пространственной корреляции характерных полей режимов оценен равным 0.84.

Режимы, полученные с помощью метода SOM, оказались практически неотличимы от режимов, выделенных методом KM. По результатам кластеризации из 7491 (7636) суточных полей z500 за зимний (летний) сезон для периода 1940–2022 гг. лишь 12 (10) суточных полей было отнесено к другим, чем при использовании метода KM, режимам. Это не повлияло на основные статистические характеристики режимов, в связи с чем результаты, полученные методом SOM, можно считать идентичными результатам, полученным методом KM.

Режимы, полученные с помощью методов HW и GM, в среднем менее выражены (имеют более низкую долю объясненной дисперсии аномалий z500), отличаются визуально и имеют другие статистические характеристики – относительную повторяемость, характерную продолжительность и вероятности переходов. Сопоставление структуры режимов, проведенное путем расчета коэффициентов пространственной корреляции их средних полей, показывает, что: а) режимы, полученные методами KM и HW и методами KM и GM более похожи, чем режимы, полученные методами HW и GM; б) летние режимы, полученные методом KM, меньше отличаются от зимних, чем при использовании других методов – средний коэффициент пространственной корреляции между полями зимних и их аналогичных летних режимов составил 0.84 для метода KM против 0.34 и 0.60 у методов HW и GM соответственно. Согласно полученным результатам, метод KM представляется более предпочтительным в задачах выделения погодных режимов, чем методы HW и GM. Метод SOM требует настройки большего числа параметров, чем KM, а его преимущество относительно других методов, состоящие во взаимной сортировке (самоорганизации) кластеров, при небольшом числе K не требуется.

Для некоторых из режимов проявляются многолетние значимые на уровне 95% тренды сезонной повторяемости – положительный тренд для режима NAO⁺ (выявленный методами KM и GM) и отрицательный тренд NAO[−] (выявленный методами KM и HW). Данные режимы в зимние месяцы связаны с волнами тепла и холода соответственно над территорией Европы и западной части России [Cattiaux et al., 2010; Бардин и др., 2019], поэтому долгосрочные изменения их сезонной повторяемости могут вносить вклад в локальные изменения климата. Следует отметить,

что для более коротких временных интервалов (1979–2021 гг.) тренды ослабевают и перестают быть значимыми [Бабанов и др., 2023].

Для зимних и летних режимов, полученных разными методами, определены вероятностные матрицы переходов, различающиеся при использовании разных методов. Для всех методов отмечена пониженная в 1.5–3 раза вероятность перехода из (s)NAO+ в (s)NAO– по сравнению с обратным переходом из (s)NAO– в (s)NAO+. Для некоторых режимов отмечаются статистически значимо частые (редкие) переходы, то есть такие, которые, с учетом разницы в относительной повторяемости режимов, происходят со статистически значимо большей (меньшей) вероятностью, чем в другие режимы [Vautard et al., 1990]. Для метода GM выявлены замкнутые цепочки значимо частых переходов – NAO+ → AR → SB → NAO– → NAO+ → ... (sNAO+ → sAR → sSB → sNAO– → sNAO+ => ...). Этого не выявлено для режимов, полученных другими методами, для которых также отмечаются статистически значимо частые переходы, но не образующие замкнутых цепочек. Вопрос, является ли это результатом случайного совпадения или следствием особенностей режимов, получаемых при кластеризации методом GM, остается открытым и требует дальнейшего изучения.

Авторы благодарны М.В. Бардину за ценные замечания и конструктивные предложения. Сравнение методов идентификации погодных режимов выполнено при поддержке Минобрнауки РФ (соглашение № 075-15-2021-577), доработка данных и анализ изменений характеристик режимов выполнены при поддержке грантов РФФИ 19-17-00242 и РЦНИ 20-55-14003 АНФ_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бабанов Б.А., Семенов В.А., Акперов М.Г., Мохов И.И., Keenlyside N.S. Повторяемость зимних режимов атмосферной циркуляции в Евро-Атлантическом регионе и связанные с ними экстремальные погодо-климатические аномалии в Северном полушарии // *Оптика атмосферы и океана*. 2023. Т. 36. № 4. С. 304–312.
- Бардин М.Ю., Платова Т.В. Долгопериодные вариации показателей экстремальности температурного режима на территории России и их связь с изменениями крупномасштабной атмосферной циркуляции и глобальным потеплением // *Метеорол. и гидрол.* 2019. № 12. С. 5–19.
- Гирс А.А. Макроциркуляционный метод долгосрочных метеорологических прогнозов. Л.: Гидрометеоздат, 1974. 485 с.
- Дзердзеевский Б.Л., Курганская В.М., Витвицкая З.М. Типизация циркуляционных механизмов в Северном полушарии и характеристика синоптических сезонов // *Труды НИУ ГУГМС*. Л.: Гидрометиздат. 1946. 80 с.
- Arthur D., Vassilvitskii S. K-means++ the advantages of careful seeding // *Proceedings of the eighteenth annual ACM-SIAM symposium on Discrete algorithms*. 2007. P. 1027–1035.
- Banfield J.D., Raftery A.E. Model-based Gaussian and non-Gaussian clustering // *Biometrics*. 1993. P. 803–821.
- Bao M., Wallace J.M. Cluster analysis of Northern Hemisphere wintertime 500-hPa flow regimes during 1920–2014 // *J. Atmospheric Sciences*. 2015. V. 72. № 9. P. 3597–3608.
- Barnston A.G., Livezey R.E. Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns // *Monthly weather review*. 1987. V. 115. № 6. P. 1083–1126.
- Baur F., Hess P., Nagel H. Kalender der grosswetterlagen Europas 1881–1939 // *Bad Homburg*. 1944. V. 35.
- Bilmes J.A. A gentle tutorial of the EM algorithm and its application to parameter estimation for Gaussian mixture and hidden Markov models // *International computer science institute*. 1998. V. 4. № 510. P. 126.
- Bradley P.S., Fayyad U.M. Refining initial points for k-means clustering // *ICML*. 1998. V. 98. P. 91–99.
- Cassou C. Intraseasonal interaction between the Madden-Julian oscillation and the North Atlantic Oscillation // *Nature*. 2008. V. 455. № 7212. P. 523–527.
- Cattiaux J., Vautard R., Cassou C., Yiou P., Masson-Delmotte V., Codron F. Winter 2010 in Europe: A cold extreme in a warming climate // *Geophysical Research Letters*. 2010. V. 37. № 20.
- Charlton-Perez A.J., Ferranti L., Lee R.W. The influence of the stratospheric state on North Atlantic weather regimes // *Quarterly J. Royal Meteorological Society*. 2018. V. 144. № 713. P. 1140–1151.
- Cheng X., Wallace J.M. Cluster analysis of the Northern Hemisphere wintertime 500-hPa height field: Spatial patterns // *J. atmospheric sciences*. 1993. V. 50. № 16. P. 2674–2696.
- Christiansen B. Atmospheric circulation regimes: Can cluster analysis provide the number? // *J. Climate*. 2007. V. 20. № 10. P. 2229–2250.
- Corti S., Molteni F., Palmer T.N. Signature of recent climate change in frequencies of natural atmospheric circulation regimes // *Nature*. 1999. V. 398. № 6730. P. 799–802.
- Dawson A., Palmer T.N., Corti S. Simulating regime structures in weather and climate prediction models // *Geophysical Research Letters*. 2012. V. 39. № 21.
- Fabiano F., Christensen H.M., Strommen K., Athanasiadis P., Baker A., Schiemann R., Corti S. Euro-Atlantic weather Regimes in the PRIMAVERA coupled climate simulations: impact of resolution and mean state biases on model performance // *Climate Dynamics*. 2020. V. 54. P. 5031–5048.
- Falkena S.K., de Wiljes J., Weisheimer A., Shepherd T.G. Revisiting the identification of wintertime atmospheric circulation regimes in the Euro-Atlantic sector // *Quarterly J. Royal Meteorological Society*. 2020. V. 146. № 731. P. 2801–2814.
- Folland C.K., Knight J., Linderholm H.W., Fereday D., Ineson S., Hurrell J.W. The summer North Atlantic Oscillation: past, present, and future // *J. Climate*. 2009. V. 22. № 5. P. 1082–1103.

- Govender P., Sivakumar V.* Application of k-means and hierarchical clustering techniques for analysis of air pollution: A review (1980–2019) // Atmospheric pollution research. 2020. V. 11. № 1. P. 40–56.
- Greene C.A. et al.* The climate data toolbox for MATLAB // Geochemistry, Geophysics, Geosystems. 2019. V. 20. № 7. P. 3774–3781.
- Guemas V., Salas-Méllia D., Kageyama M., Giordani H., Vol-doire A., Sanchez-Gomez E.* Summer interactions between weather regimes and surface ocean in the North-Atlantic region // Climate dynamics. 2010. V. 34. P. 527–546.
- Hannachi A.* Low-frequency variability in a GCM: Three-dimensional flow regimes and their dynamics // J. climate. 1997. V. 10. № 6. P. 1357–1379.
- Hartigan J.A., Wong M.A.* A k-means clustering algorithm // Applied statistics. 1979. V. 28. № 1. P. 100–108.
- Hersbach H. et al.* The ERA5 global reanalysis // Quarterly J. Royal Meteorological Society. 2020. V. 146. № 730. P. 1999–2049.
- Hess P., Brezowsky H.* Katalog der Grosswetterlagen Europas 1881–1976, 3. verbesserte und ergänzte Aufl // Berichte des Deutschen Wetterdienstes. 1977. V. 113. P. 1–140.
- Hurrell J.W.* Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: Regional temperatures and precipitation // Science. 1995. V. 269. № 5224. P. 676–679.
- Hurrell J.W., Kushnir Y., Ottersen G., Visbeck M.* An overview of the North Atlantic oscillation // Geophysical Monograph-American Geophysical Union. 2003. V. 134. P. 1–36.
- Huth R. et al.* Classifications of atmospheric circulation patterns: recent advances and applications // Annals of the New York Academy of Sciences. 2008. V. 1146. № 1. P. 105–152.
- James P.M.* An objective classification method for Hess and Brezowsky Grosswetterlagen over Europe // Theoretical and Applied Climatology. 2007. V. 88. P. 17–42.
- Kanungo T., Mount D.M., Netanyahu N.S., Piatko C.D., Silverman R., Wu A.Y.* An efficient k-means clustering algorithm: Analysis and implementation // IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence. 2002. V. 24. № 7. P. 881–892.
- Kearns M., Mansour Y., Ng A.Y.* An information-theoretic analysis of hard and soft assignment methods for clustering // Learning in graphical models. 1998. P. 495–520.
- Khan K., Rehman S.U., Aziz K., Fong S., Sarasvady S.* DB-SCAN: Past, present and future // The fifth international conference on the applications of digital information and web technologies (ICADIWT 2014). IEEE, 2014. P. 232–238.
- Kohonen T.* Self-organizing maps. Springer Science & Business Media. 2012. V. 30.
- Kondrashov D., Ide K., Ghil M.* Weather regimes and preferred transition paths in a three-level quasigeostrophic model // J. atmospheric sciences. 2004. V. 61. № 5. P. 568–587.
- Lamb H.H.* British Isles weather types and a register of the daily sequence of circulation patterns 1861–1971 // Geophysical Memoirs 116, HMSO, London. 1972. 85 p.
- Lamrous S., Taieb M.* Divisive hierarchical k-means // 2006 International Conference on Computational Intelligence for Modelling Control and Automation and International Conference on Intelligent Agents Web Technologies and International Commerce (CIM-CA'06). IEEE. 2006. P. 18–18.
- Liu Y., Weisberg R.H.* A review of self-organizing map applications in meteorology and oceanography // Self-organizing maps: applications and novel algorithm design. 2011. V. 1. P. 253–272.
- Loikith P.C., Lintner B.R., Sweeney A.* Characterizing large-scale meteorological patterns and associated temperature and precipitation extremes over the northwestern United States using self-organizing maps // J. Climate. 2017. V. 30. № 8. P. 2829–2847.
- Lund I.A.* Map-pattern classification by statistical methods // J. Applied Meteorology and Climatology. 1963. V. 2. № 1. P. 56–65.
- Matsueda M., Palmer T.N.* Estimates of flow-dependent predictability of wintertime Euro-Atlantic weather regimes in medium-range forecasts // Quarterly J. Royal Meteorological Society. 2018. V. 144. № 713. P. 1012–1027.
- Michelangeli P.A., Vautard R., Legras B.* Weather regimes: Recurrence and quasi stationarity // J. atmospheric sciences. 1995. V. 52. № 8. P. 1237–1256.
- Molteni F., Tibaldi S., Palmer T.N.* Regimes in the wintertime circulation over northern extratropics. I: Observational evidence // Quarterly J. Royal Meteorological Society. 1990. V. 116. № 491. P. 31–67.
- Murtagh F., Contreras P.* Algorithms for hierarchical clustering: an overview // Wiley Interdisciplinary Reviews: Data Mining and Knowledge Discovery. 2012. V. 2. № 1. P. 86–97.
- Murtagh F., Contreras P.* Algorithms for hierarchical clustering: an overview, II // Wiley Interdisciplinary Reviews: Data Mining and Knowledge Discovery. 2017. V. 7. № 6. P. e1219.
- Philipp A., Della-Marta P.M., Jacobeit J., Fereday D.R., Jones P.D., Moberg A., Wanner H.* Long-term variability of daily North Atlantic–European pressure patterns since 1850 classified by simulated annealing clustering // J. Climate. 2007. V. 20. № 16. P. 4065–4095.
- Polo I., Ullmann A., Roucou P., Fontaine B.* Weather regimes in the Euro-Atlantic and Mediterranean sector, and relationship with West African rainfall over the 1989–2008 period from a self-organizing maps approach // J. Climate. 2011. V. 24. № 13. P. 3423–3432.
- Roux M.* A comparative study of divisive and agglomerative hierarchical clustering algorithms // J. Classification. 2018. V. 35. P. 345–366.
- Santos J.A., Corte-Real J., Leite S.M.* Weather regimes and their connection to the winter rainfall in Portugal // International J. Climatology: A J. Royal Meteorological Society. 2005. V. 25. № 1. P. 33–50.
- Selesnick I.W., Burrus C.S.* Generalized digital Butterworth filter design // IEEE Transactions on signal processing. 1998. V. 46. № 6. P. 1688–1694.
- Selim S.Z., Alsultan K.* A simulated annealing algorithm for the clustering problem // Pattern recognition. 1991. V. 24. № 10. P. 1003–1008.

- Shi C., Wei B., Wei S. et al.* A quantitative discriminant method of elbow point for the optimal number of clusters in clustering algorithm // EURASIP J. on Wireless Communications and Networking. 2021. V. 2021. № 1. P. 1–16.
- Smyth P., Ide K., Ghil M.* Multiple regimes in northern hemisphere height fields via mixture model clustering // J. Atmospheric Sciences. 1999. V. 56. № 21. P. 3704–3723.
- Vautard R.* Multiple weather regimes over the North Atlantic: Analysis of precursors and successors // Monthly weather review. 1990. V. 118. № 10. P. 2056–2081.
- Vautard R., Mo K.C., Ghil M.* Statistical significance test for transition matrices of atmospheric Markov chains // J. Atmospheric Sciences. 1990. V. 47. № 15. P. 1926–1931.
- 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 t892435.
- Willmott C.J.* Synoptic weather-map classification: correlation versus sums-of-squares // The Professional Geographer. 1987. V. 39:2. P. 205–207.
- Yang M.S., Lai C.Y., Lin C.Y.* A robust EM clustering algorithm for Gaussian mixture models // Pattern Recognition. 2012. V. 45. № 11. P. 3950–3961.

Comparison of Cluster Analysis Methods for Identification of Weather Regimes in Euro-Atlantic Region for Winter and Summer Seasons

B. A. Babanov^{1, *}, V. A. Semenov^{1, 2}, and I. I. Mokhov^{1, 3}

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

²Institute of Geography, Russian Academy of Sciences, Staromonetny Lane, 29, Moscow, 119017 Russia

³Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 1, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: babanov@ifaran.ru

Various methods of cluster analysis are used for identification of large-scale atmospheric circulation regimes or weather regimes (WRs). In this paper we compare four most commonly used clustering methods – k-means (KM), Ward’s hierarchical clustering (HW), Gaussian mixture model (GM) and self-organizing maps (SOM) to analyze WRs in Euro-Atlantic region. The data used for WRs identification are 500 hPa geopotential height fields (z500) from the ERA5 reanalysis for the 1940–2022 period. Four classical wintertime weather regimes are identified by the KM method – two regimes associated with positive and negative phases of the North Atlantic Oscillation (NAO+ and NAO–), a regime associated with the Scandinavian blocking (SB) and a regime characterized by elevated pressure over the Northern Atlantic. For summer months KM method gets WRs that are similar by their spatial structure to the classical winter ones. The SOM method yields results that are almost identical to the results of KM method. Unlike KM and SOM methods, HW and GM do not catch the spatial structure of all four classical winter Euro-Atlantic weather regimes and their summer analogues. Compared to WRs of the KM and SOM methods, WRs obtained by HW and GM methods explain less z500 variance, they have different occurrences, persistence and transition features. Summer and winter WRs obtained by HW and GM methods are less similar to each other compared to WRs provided by KM method. Average spatial correlation coefficients between mean z500 fields of WRs obtained by KM and HW methods are 0.76 in winter and 0.83 in summer, 0.70 in winter and 0.72 in summer for KM and GM methods and 0.41 in winter and 0.44 in summer for the regimes between HW and GM methods, respectively. There are statistically significant trends of seasonal occurrence of WRs found by some of the studied clustering methods – a positive trend for the occurrence of the NAO+ regime and a negative trend for the occurrence of the NAO– regime.

Keywords: cluster analysis, k-means, weather regimes, atmospheric circulation, Euro-Atlantic region, North Atlantic oscillation

УДК 551.50

ОТКЛИК ТРОПОСФЕРНОЙ ДИНАМИКИ НА ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ СТРАТОСФЕРНОГО ПОЛЯРНОГО ВИХРЯ В РАЗЛИЧНЫЕ ФАЗЫ ЭНЮК В ИДЕАЛИЗИРОВАННЫХ МОДЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

© 2023 г. Ю. А. Зюляева^{a, b}, Д. А. Собаева^{a, c, *}, С. К. Гулев^a

^aИнститут океанологии им. П.П. Ширинова РАН, Нахимовский проспект, д. 36, Москва, 117997 Россия

^bФакультет географии и геоинформационных технологий, Высшая школа экономики, Покровский бульвар, д. 11, Москва, 109028 Россия

^cМосковский физико-технический институт, Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, Московская область, 141701 Россия

*e-mail: dasha.sobaeva@gmail.com

Поступила в редакцию 10.03.2023 г.

После доработки 11.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Экстремальные состояния стратосферного полярного вихря (СПВ) могут влиять на среднее положение основных траекторий распространения синоптических вихрей в Северном полушарии на временном периоде от 2 недель до 2 месяцев. Данный временной масштаб считается одним из самых сложных периодов в практике прогнозирования. На основе анализа данных идеализированных численных экспериментов, с использованием программной среды Isca, были изучены процессы формирования аномальных положений шторм-треков в Атлантико-Европейском регионе как отклика на внезапные стратосферные потепления и события экстремально сильного СПВ при различных фазах Эль-Ниньо Южного колебания. Было показано, что в зимний период нельзя однозначно сказать о смещении Атлантического шторм-трека к югу при событиях Эль-Ниньо без учета интенсивности СПВ. Максимальным прогностическим потенциалом интенсивность СПВ, выраженная как зональная компонента скорости ветра, осредненная вдоль 60° с.ш. на уровне 10 гПа, обладает в условиях Эль-Ниньо.

Ключевые слова: стратосферно-тропосферное взаимодействие, сезонный прогноз, шторм-треки Северного полушария, внезапные стратосферные потепления

DOI: 10.31857/S0002351523060135, **EDN:** ТХКQWF

1. ВВЕДЕНИЕ

Изменчивость Северо-Атлантического шторм-трека, области максимальной синоптической активности, является одним из важнейших факторов формирования климата Европейского региона [например, Hoskins and Valdes, 1990]. Показано что формирование, протяженность, интенсивность и другие характеристики шторм-треков связаны не только с районами высокой бароклинности, но и со структурой крупномасштабного планетарного потока [Orlanski, 1997; Blackmon et al., 1984; Hoskins, 1983; Held et al., 1989]. Северо-Атлантический шторм-трек начинается в районе ложбины

стационарной волны в западной части океана и протягивается до Европейского побережья, района положения стационарного гребня. Смещение шторм-трека от его среднемноголетнего положения, когда циклоны проходят или севернее, или южнее своего обычного пути, приводит к увеличению вероятности возникновения экстремальных погодных условий [Tilina et al., 2013; Ulbrich et al., 2003; Fink et al., 2009; Chang et al., 2002]. При экстремально южном положении шторм-трека адвекция арктического воздуха в тылу циклонов в южные районы Европы может приводить к заморозкам и сильным негативным социальным и экономическим последствиям, а при прохождении циклонов севернее происходит заток теплого воздуха в более северные районы, что приводит к таким явлениям как оттепели, гололед, ледяной дождь, которые сопровождают переход температуры через ноль.

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.).

В свою очередь пространственная структура стационарных планетарных волн зависит не только от орографической неоднородности, но и от крупномасштабных термических аномалий подстилающей поверхности. Одним из самых сильных колебаний климатической системы, формирующим крупномасштабные аномалии температуры поверхности океана (ТПО) является Эль-Ниньо Южное колебание (ЭНЮК). Усиление глубокой конвекции в экваториальной зоне Тихого океана в года Эль-Ниньо приводит к формированию источника волн Россби, которые распространяясь в умеренные широты взаимодействуют со средним потоком, формируют особенности крупномасштабной циркуляции в умеренных широтах Северного полушария [Gushina, 2022; Коленникова и др., 2021; Vargin et al., 2019; Chang et al., 2013; Trenberth, 1998; Hoskins and Karoly, 1981; Horel and Wallace, 1981]. Так в фазу Эль-Ниньо усиливается мода Тихоокеанского-северо-американского колебания, а во время фазы Ла-Нинья, когда аномалии ТПО в тропической зоне Тихого океана отрицательные происходит усиление моды Арктической осцилляции [Leathers et al., 1991; Seager et al., 2003; L'Heureux and Thompson, 2006; Lu et al., 2008].

Но также известно, что на положение шторм-трека может влиять стратосферная динамика [Baldwin and Dunkerton, 2001; Ambaum, 2002; Baldwin, 2003; Kolstad, 2010]. При экстремальных состояниях вихря шторм треки меняют свое положение, имея тенденцию отступать на юг после внезапных стратосферных потеплений (ВСП) и синоптическая активность увеличивается севернее среднеклиматического положения шторм-трека в данном районе после событий экстремально сильного СПВ [Hitchcock and Simpson, 2014; Kidston, 2015; Kretschmer, 2018; White, 2019].

В работе [Sobaeva et al., 2023] было показано, что аномалии ТПО, соответствующие фазам ЭНЮК, ослабляют интенсивность СПВ. Несмотря на то, что внутротропические аномалии ТПО не оказывают статистически значимого влияния на динамику стратосферного полярного вихря, их добавление к фазам ЭНЮК приводит к корректровке эффекта последних. Так, в отличие от положительной фазы ТДК, добавление которой к Эль-Ниньо приводит к еще большему ослаблению вихря, добавление отрицательной фазы увеличивает интенсивность СПВ, по сравнению со значениями, полученными в эксперименте Эль-Ниньо. Эффект Ла-Нинья ослабляется при добавлении как положительной, так и отрицательной фаз ТДК. Кроме того, в экспериментах с Эль-Ниньо было получено, что аномалии геопотенциала в средней тропосфере, соответствующие Тихоокеанскому-северо-американскому колебанию, усиливаются, а в экспериментах с Ла-Нинья интенсифицируется Арктическая осцилляция.

В данной работе решалась задача определения особенности отклика тропосферной динамики, на экстремальные состояния СПВ в условиях различных фаз ЭНЮК. То есть мы попытались ответить на вопрос, влияет ли пространственная структура крупномасштабного планетарного потока, сформированная под влиянием аномалий ТПО в экваториальной зоне Тихого океана, на характер отклика Северо-Атлантического шторм-трека на ВСП и события экстремально сильного СПВ.

2. МЕТОДЫ АНАЛИЗА И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

2.1. Программная среда для моделирования ISCA

Наиболее эффективным методом исследования изолированного эффекта отдельных компонент климатической системы на различные динамические процессы в атмосфере является метод идеализированного моделирования. В настоящей работе для проведения численных экспериментов была использована программная среда для моделирования глобальной циркуляции атмосферы Isca [Vallis, 2018]. Динамическим ядром модели является GFDL—модель, разработанная Лабораторией геофизической гидродинамики (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory). В работе использовалась конфигурация модели, которая учитывает основные требования для реалистичного воспроизведения стратосферной динамики: горизонтальное спектральное разрешение — T42, 40 вертикальных уровней, 18 из которых находились выше тропопаузы, верхняя граница модели находилась на уровне 0.02 гПа (около 73 км) и имела диссипативный характер с нижней границей — 150 Па. Данный набор параметризаций уже был успешно применен в моделировании стратосферной динамики в данной программной среде [Thompson and Valis, 2018, Sobaeva et al., 2023]. В экспериментах было использовано фиксированное зонально-симметричное распределение озона, созданное из наборов данных SIRA и наблюдений с радиозондов [Fortuin, 1995; Jucker, 2017].

2.2. Модельные эксперименты, построение граничных условий

Для анализа различий в формировании динамического отклика тропосферной динамики на экстремальные состояния стратосферного полярного вихря Северного полушария в различные фазы ЭНЮК, были проведены численные модельные эксперименты, которые отличались граничными условиями, выраженными полями ТПО, соответствующими двум фазам ЭНЮК — Эль-Ниньо (ЭН эксперимент) и Ла-Нинья (ЛН эксперимент). Поля для граничных условий были построены по следующему алгоритму, который подробно описан в [Sobaeva et al., 2023]. В каче-

стве аномалий ТПО, характеризующих фазы ЭНЮК, были выбраны аномалии, соответствующие наиболее сильным событиям согласно календарям в работах Куга и Тренберта [Kug, 2009; Trenberth, 1997]. Для Эль-Ниньо – 1997/1998 года, для Ла-Нинья – 1975/1976. Аномалии ТПО, соответствующие выбранным событиям, были удвоены в районе [140°–280° в.д. и 20° ю.ш.–20° с.ш.]. Аномалии рассчитывались, используя набор данных ТПО и концентрации морского льда Merged Hadley-NOAA/OI [Hurrell, 2008; Rayner, 2003; Reynolds, 2007].

Так же был проведен контрольный эксперимент, в котором в качестве граничных условий были использованы среднеклиматические значения ТПО по данным AMIP.

Продолжительность каждого эксперимента составила 100 лет, временное разрешение – 6 часов.

2.3. Методика определения событий экстремального состояния стратосферного полярного вихря

Как и в работах [Butler, 2015; Charlton, Polvani, 2007; White, 2019], в данной работе мы определяли центральную дату внезапных стратосферных потеплений (ВСП) как дату, когда значение зональной компоненты скорости ветра, осредненной вдоль 60° с.ш. на уровне 10 гПа (U_{60-10}) становится отрицательным. Между двумя ВСП U_{60-10} должен быть положительным как минимум 20 последовательных дней, иначе данный период относится к одному событию. Другими словами, вихрь должен восстановиться после ВСП и циркумполярная циклоническая циркуляция должна сохраняться как минимум 20 дней после события, чтобы следующее разрушение вихря было оценено как отдельное событие.

В данной работе мы не рассматривали финальные потепления. Поэтому ВСП должно было удовлетворять еще одному критерию. Чтобы событие попало в календарь, U_{60-10} должен был стать положительным не менее чем за 10 дней до 30 апреля.

Экстремально сильный вихрь определялся по превышению индекса Арктической осцилляции (АО) критического значения, которое было выбрано равным 2,5, на уровне 10 гПа.

Индекс АО рассчитывался по следующему алгоритму:

1. В полях геопотенциальной высоты (hgt) для каждой поверхности были отфильтрованы высокочастотные колебания (<60 дней).
2. Далее значения hgt были осреднены в полярной области, севернее 60° с.ш.
3. Полученные ряды были нормированы на среднеквадратическое отклонение ряда за 100 лет на каждом уровне.

4. Полученный индекс был умножен на –1, чтобы отрицательные значения индекса АО соответствовали слабому, разрушенному вихрю [White, 2019; Baldwin, Thompson, 2009; Martineau, Son, 2015].

Так же в работе мы выделяли события, после которых аномалии индекса Арктической осцилляции распространялись в тропосферу и достигали поверхности (тип РТ) и события, при которых аномалии индекса АО не распространялись ниже тропопаузы (тип НРТ). ВСП относилось к типу РТ если оно удовлетворяло следующим трем критериям [White, 2019; Karpechko, 2017]:

1. Осредненный индекс АО на уровне 850 гПа за период с 8-го по 52-ой день после центральной даты ВСП должен был быть отрицательным.

2. Количество дней в этом 45-дневном периоде (с 8-го по 52-ой день после центральной даты ВСП), когда значения индекса АО на уровне 850 гПа ниже нуля, должно составлять не менее 50%.

3. Количество дней в этом 45-дневном периоде (с 8-го по 52-ой день после центральной даты ВСП), когда значения индекса АО на уровне 100 гПа ниже нуля, должно составлять не менее 70%.

2.4. Методика вычисления синоптической активности

Для анализа шторм-треков в данной работе применялся эйлеровский подход. Синоптическая активность рассчитывалась как среднеквадратичное отклонение высокочастотной изменчивости геопотенциальной высоты поверхности 1000 гПа [Blackmon, 1976; Blackmon et al., 1977; Yin, 2005; Sampe et al., 2010; Graff and LaCasce, 2012]. Фильтрация высокочастотных колебаний геопотенциальной высоты проводилась с использованием метода фильтрации Ланццоша [Duchon, 1979]. Отдельно синоптическая активность была рассчитана для колебаний с периодом менее 2 дней и для колебаний с периодом 2–6 дней (σ). Далее по тексту всегда уточняется о каком периоде идет речь. Но стоит отметить, что результаты для обоих диапазонов очень похожи по пространственной структуре и лишь незначительно отличаются по амплитуде.

Для определения реакции шторм-треков на события экстремального состояния СПВ синоптическая активность оценивалась для периода “ДО” экстремального события, который определялся как 24-дневный период от –25 до –1 дня до центральной даты экстремального события и период “ПОСЛЕ”, который соответствовал периоду от +7 до +31 дня после центральной даты события. Такие же периоды были использованы в работе [White, 2019].

Для анализа положения шторм-трека в Атлантико-Европейском регионе нами был предложен

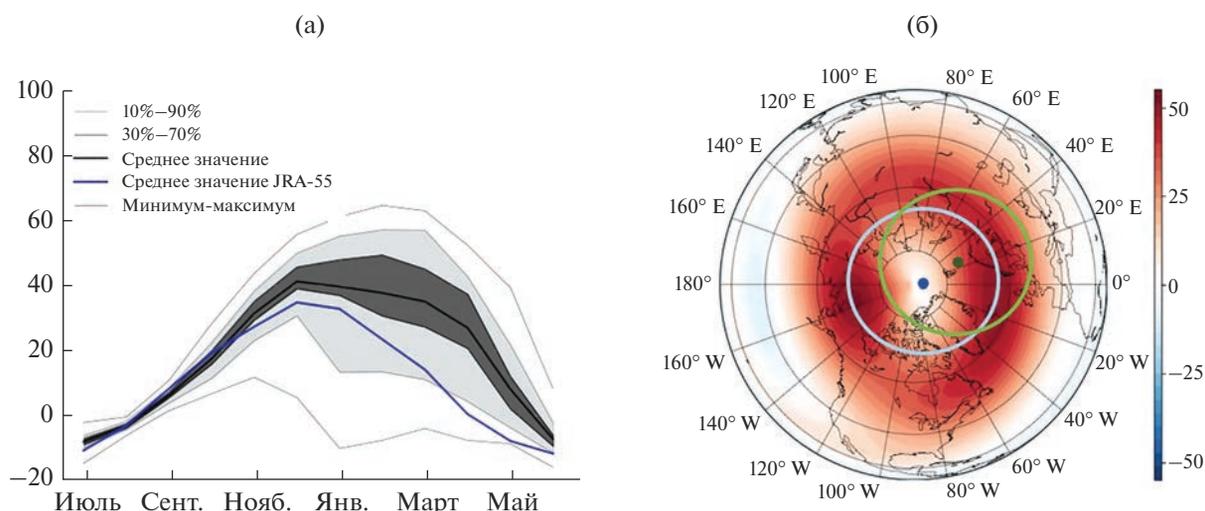


Рис. 1. Среднемесячные значения зональной компоненты скорости ветра, осредненной вдоль 60° с.ш. на уровне 10 гПа, осредненные за 100 лет по данным контрольного эксперимента (черная линия) и за 63 года (1958–2021 гг.) по данным реанализа JRA-55 (синяя линия), темно-серым цветом показана изменчивость значений для модельных данных в диапазоне от 30-го до 70-го перцентиля, светло-серым показана изменчивость значений в диапазоне от 10-го до 90-го перцентиля, (м/с) (а). Среднепогодное значение зональной компоненты скорости ветра на уровне 10 гПа для Северного полушария за 100 лет по данным контрольного эксперимента, (м/с) (б).

параметр P_{sa} , который рассчитывается по формуле (1):

$$P_{sa} = \text{synac}(60) - \text{synac}(40), \quad (1)$$

где $\text{synac}(60)$ – синоптическая активность, осредненная вдоль 60° с.ш. от 60° з.д. до 0°, а $\text{synac}(40)$ – синоптическая активность, осредненная вдоль 40 с.ш. от 60 з.д. до 0°. Таким образом, если значения P_{sa} отрицательные, то синоптическая активность выше на юге данного региона, а если P_{sa} положительный, то синоптическая активность выше на севере.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Воспроизведение стратосферной динамики моделью Isca в контрольном эксперименте

Для оценки реалистичности воспроизведения стратосферной динамики в модели данные контрольного эксперимента мы сравнили с данными реанализа JRA-55. На рис. 1а приведены среднемесячные значения $U_{60,10}$, осредненные за 100 лет по данным контрольного эксперимента модели Isca (черная линия) и за 63 года (1958–2021 гг.) по данным реанализа JRA-55. Видно, что в среднем интенсивность СПВ по модельным данным выше, чем в данных реанализа. Это объясняется тем, что в контрольном эксперименте в качестве граничных условий использовались поля ТПО соответствующие среднеклиматическим значениям АМIP. На фоне нулевых крупномасштабных аномалий ТПО Мирового океана активность квазистационарных планетарных волн ниже, чем, на-

пример, при событиях Эль-Ниньо [Domeisen, 2019; Trenberth, 1998]. Снижение интенсивности вертикального распространения планетарных волн из тропосферы в стратосферу приводит к тому, что вихрь усиливается.

Так же при возмущении вихря происходит часто смещение его центра вращения с полюса, это видно на рис. 1б, по данным реанализа среднее положение центра вращения вихря смещено в сторону Евразии (показано зеленым цветом на рис. 1б), в то время как в контрольном эксперименте вихрь более центрирован (показано синим цветом на рис. 1б). Более центрированный вихрь характеризуется более высокими значениями индекса $U_{60,10}$, так как данная характеристика очень чувствительна к положению СПВ относительно полюса.

В [Asbaghi et al., 2017; Нерушев и другие, 2018] показано, что динамика основных шторм-треков Северного полушария зависит от фазы квазидвухлетнего колебания (КДК). При конфигурации модели, используемой в данном исследовании, КДК в тропической стратосфере не воспроизводятся, так как разрешение модели в нижней стратосфере более 1 км и отсутствует параметризация сильного сигнала неорографических гравитационных волн [Anstey, 2017]. Поэтому стоит еще раз отметить, что наша работа показывает изолированное от других факторов влияние условий на границе океан-атмосфера на стратосферно-тропосферное взаимодействие. Тогда как в реальности эти процессы могут модифицироваться фазой КДК.

Таблица 1. Частота повторяемости событий экстремального состояния арктического стратосферного полярного вихря в различных экспериментах

Эксперимент	События			
	ВСП	ВСП (тип РТ)	ВСП (тип НРТ)	Экстремально сильный вихрь
Контрольный	0.40	0.26	0.14	0.13
Эль-Ниньо (ЭН)	1.10	0.38	0.72	0.19
Ла-Нинья (ЛН)	0.76	0.39	0.37	0.13

3.2. Экстремальные состояния СПВ

Возмущенность вихря значительно отличается в экспериментах ЭН и ЛН. В табл. 1 приведены значения частоты повторяемости событий экстремального состояния СПВ, таких как внезапные стратосферные потепления по двум типам и состояния экстремально сильного вихря в различных экспериментах.

Максимальное количество ВСП было идентифицировано в эксперименте ЭН и составило 1.1 событий в год, минимальная частота повторяемости ВСП наблюдается в контрольном эксперименте. Стоит отметить, что в данных реанализа частота ВСП в среднем составляет 0.61, что выше, чем в контрольном эксперименте. Так же сильно различается соотношение повторяемости различных типов ВСП в различных экспериментах. В экспериментах ЭН и контрольном на ВСП по типу НРТ приходится 65% всех событий, а в ЛН — 50%. Вероятность события экстремально сильного вихря приблизительно одинакова во всех экспериментах и составляет 0.13–0.19.

Частота ВСП непосредственно влияет на средние значения интенсивности СПВ. На рисунке 2а приведены среднегодовые (осреднение за 100 лет) среднемесячные значения U_{60-10} по данным различных экспериментов. Самый слабый вихрь во все месяцы наблюдается в ЭН эксперименте, что соответствует самой высокой частоте повторяемости ВСП, самый сильный в контрольном эксперименте. Распределение частоты ВСП по отдельным месяцам также отличается в различных экспериментах (рис. 2б–2г). В контрольном эксперименте мы видим, что вероятность ВСП в январе–марте существенно выше, чем в ноябре–декабре и стоит отметить, что в ноябре в контрольном эксперименте не было идентифицировано ни одного события. Но если посмотреть на распределение событий различного типа, то видно, что события типа РТ наблюдаются чаще в январе, а НРТ в марте. В январе доля НРТ событий крайне мала. Но на фоне Эль-Ниньо распределение ВСП имеет совсем другой характер. Сразу бросается в глаза высокая вероятность событий в ноябре–декабре, сравнимая с вероятностью января и марта ВСП обоих типов. В начале зимнего периода наблюдается максимальная вероятность

ВСП РТ типа, а для НРТ максимальная вероятность в январе–феврале. Совершенно другое распределение в ЛН эксперименте (рис. 2г), оно больше напоминает распределение в контрольном эксперименте, с мало возмущенным вихрем в первую половину зимы (ноябрь–декабрь), и повышение вероятности ВСП обоих типов в январе–марте.

Различия в характере вертикального распространения из стратосферы в тропосферу аномалий индекса АО наиболее ярко выражены для событий экстремально сильного вихря (рис. 3в, 3е, 3з). В эксперименте ЛН аномалия в стратосфере через приблизительно 2 недели меняет знак, что говорит о быстром ослаблении вихря после события. Аномалии достигающие поверхности прослеживаются менее 45 дней и имеют меньшую амплитуду по сравнению с другими экспериментами.

Низкие значения аномалий индекса АО после ВСП в ЭН эксперименте могут объясняться тем, что в данном эксперименте средняя скорость вихря сильно ниже по сравнению с другими экспериментами и поэтому его ослабление до нуля имеет меньшую амплитуду.

3.3. Отклик тропосферной динамики на события экстремального состояния СПВ

На рис. 4а показано пространственное распределение интенсивности синоптической активности в 24-дневный период перед центральной датой ВСП в контрольном эксперименте. Хорошо идентифицируются шторм-треки в Атлантическом секторе Северного полушария и над экваторией Тихого океана. В период “ДО” ВСП интенсивность синоптической активности практически не отличается от средноклиматических значений (рис. 4б), есть статистически значимые различия вдоль 50° с.ш. в районе Евразии, но по амплитуде они не большие. В районе основного шторм-трека в Атлантическом регионе значимых разниц нет. А вот различие между пространственным распределением интенсивности синоптической активности между периодом “ДО” ВСП и “ПОСЛЕ” значительное (рис. 4в). Видно ослабление σ во всей полярной области, севернее 60° с.ш. и усиление σ в поясе 40°–50° с.ш. Подобная дипольная структура значений разниц свиде-

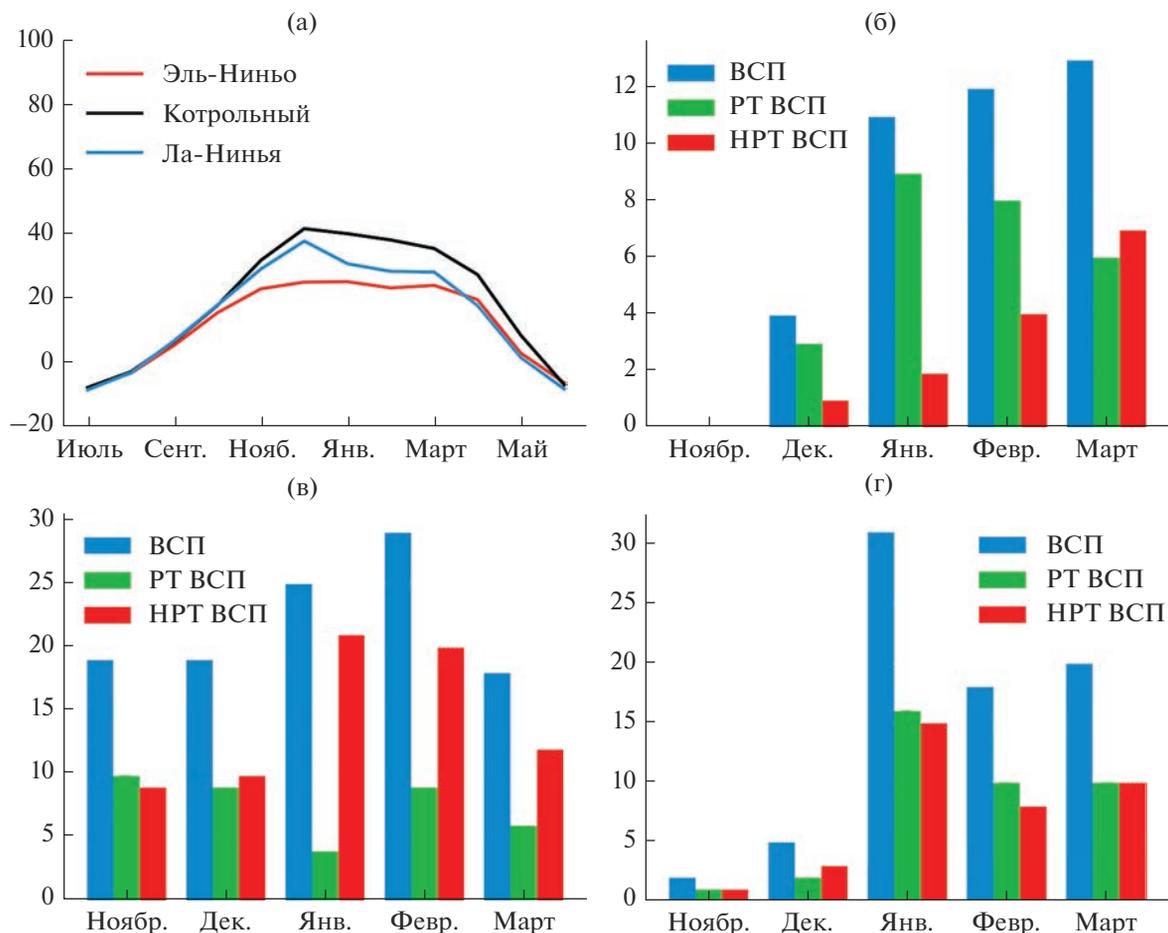


Рис. 2. Среднемесячные значения зональной компоненты скорости ветра, осредненной вдоль 60° с.ш. на уровне 10 гПа, осредненные за 100 лет по данным контрольного эксперимента модели Isca (черная линия), ЭН эксперимента (красная линия) и ЛН эксперимента (синяя линия), (м/с) (а). Частота повторяемости ВСП по месяцам для CTRL (б), ЭН (в) и ЛН эксперимента (г), синим цветом обозначены значения для общего количества ВСП, красным – ВСП типа НРТ, зеленым – ВСП типа РТ.

тельствует об отступлении шторм-треков к югу в период после ВСП, что согласуется с ранее полученными результатами как по данным наблюдений, так и по данным модельных численных экспериментов [Baldwin and Dunkerton, 2001; Kidston, 2015].

Выявлено, что события Эль-Ниньо и Ла-Нинья имеют оказывают влияние на возникновение аномальных погодных условий в Европейском регионе [Santoso et al., 2017; Schneidereit et al., 2012; Sun and Ding 2016]. Известно, что при Эль-Ниньо формируются крупномасштабные аномалии поля давления в средней тропосфере, которые по пространственной структуре похожи на усиление моды Тихоокеанского-северо-американского колебания, а во время события Ла-Нинья аномалии поля давления в Северном полушарии усиливают АО.

Как выражается данный отклик тропосферной динамики в положении шторм-треков в Атланти-

ко-Европейском секторе показано на рис. 5б и 5в. Видно, что в эксперименте ЭН шторм-трек находится в более южном положении уже перед событиями ВСП по сравнению с контрольным экспериментом. А в эксперименте ЛН синоптическая активность снижена в районе основного шторм-трека в Атлантико-Европейском регионе. Таким образом, пространственная крупномасштабная структура тропосферной циркуляции, соответствующая ЭН и ЛН уже вносит вклад в формирование аномалий положения шторм-трека в регионе относительно средноклиматического положения.

На рис. 6 показан отклик шторм-трека в Атлантико-Европейском регионе на события экстраметаного вихря в различных экспериментах. Отклики на ВСП типа РТ в эксперименте ЛН и контрольном очень похожи. Значимое ослабление синоптической активности над северной частью Атлантического океана с максимумом в районе Исландии и слабым, но значимым усилением

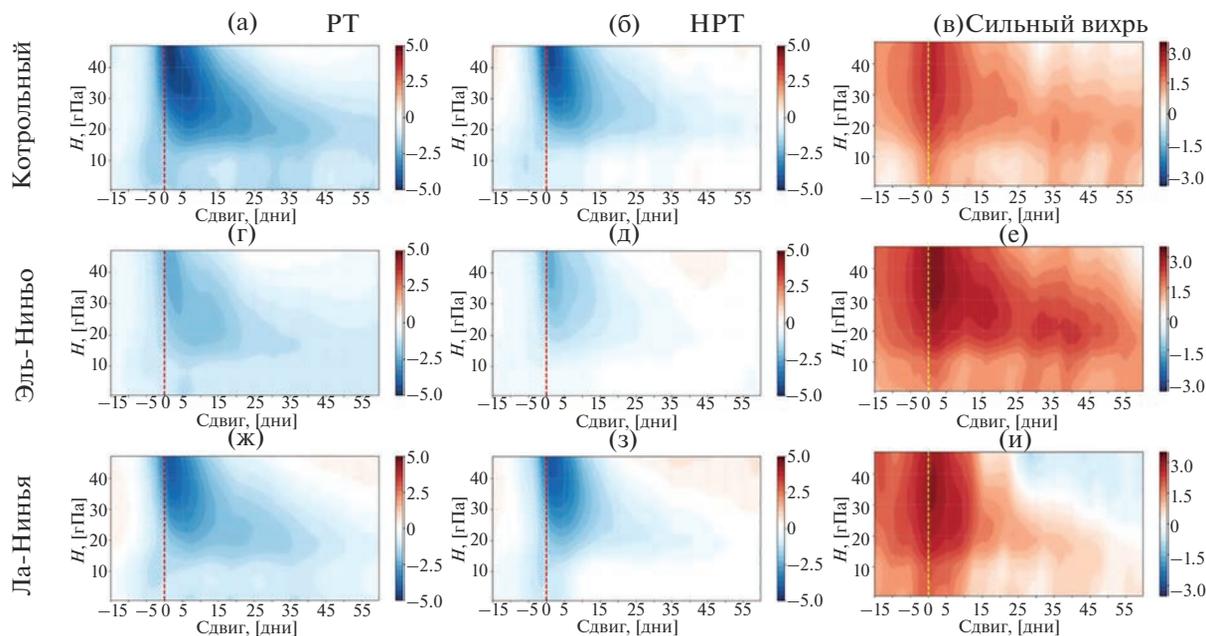


Рис. 3. Высотно-временное распределение значений индекса Арктической осцилляции, осредненных по событиям ВСП типа РТ (а, г, ж), типа НРТ (б, д, з) и событиям экстремально сильного вихря (в, е, и) по данным контрольного эксперимента (а, б, в), ЭН эксперимента (г, д, е) и ЛН эксперимента (ж, з, и). Центральные даты событий отмечены красной пунктирной линией для ВСП и зеленой пунктирной линией для событий экстремально сильного СПВ.

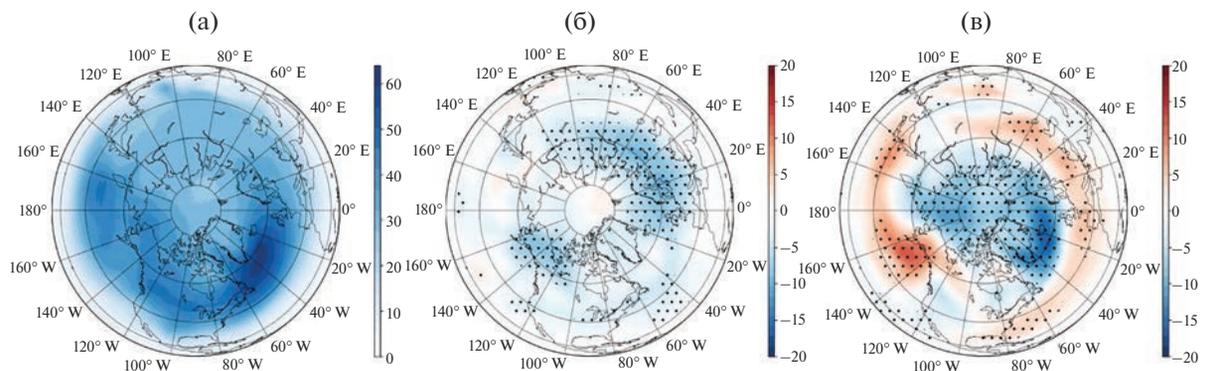


Рис. 4. Синоптическая активность (2–6 дней) Северного полушария в 24-дневный период перед центральной датой внезапного стратосферного потепления, осредненная по 40 событиям, идентифицированным по данным контрольного эксперимента, (а). Разница между значениями синоптической активности, приведенной в (а) и среднегодовым значением интенсивности синоптической активности Северного полушария за зимний сезон (декабрь–февраль), (б). Разница между значениями синоптической активности Северного полушария в 24-дневный период до центральной даты ВСП и 24-дневный период после 7 дней после центральной даты ВСП (в). На б и в разницы статистически значимые на уровне 5% отмечены точками.

над западной частью Европы. По амплитуде усиление выше в контрольном эксперименте. Можно отметить, хотя пространственная структура отклика для экспериментов ЛН и контрольного очень похожи, в ЛН эксперименте основные центры реакции смещены немного на восток (на 10°–15° вдоль широты) и в ЛН эксперименте мы видим усиление синоптической активности во всем Средиземноморском регионе, в то время как

в контрольном эксперименте аномалии наблюдаются лишь в районе Португалии и Испании. Отклик тропосферной динамики на ВСП типа РТ в ЭН эксперименте характеризуется аномалиями в западной части Атлантического океана. Основные районы изменения – полуостров Лабрадор и западная часть Атлантического океана в поясе 20°–40° с.ш.

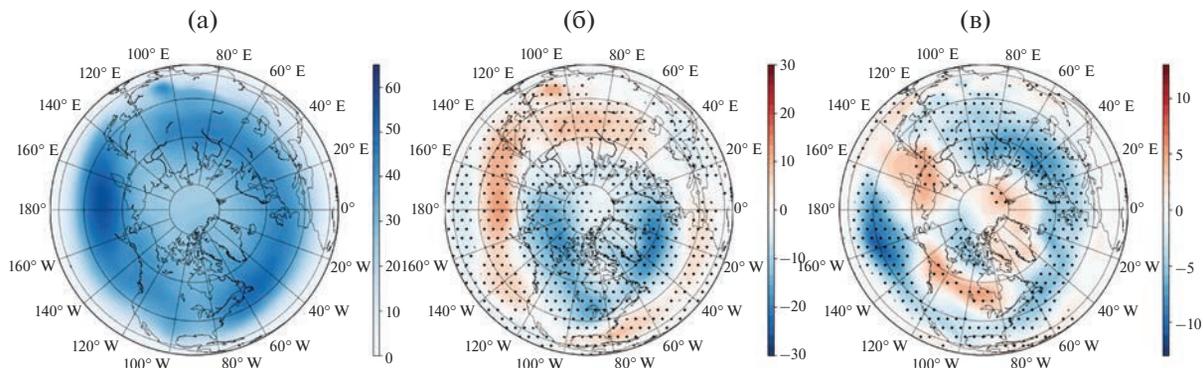


Рис. 5. Синоптическая активность (2–6 дней) Северного полушария в 24-дневный период перед центральной датой внезапного стратосферного потепления, осредненная по 110 событиям, идентифицированным по данным ЭН эксперимента, (м) (а). Разница между значениями синоптической активности, приведенной в (а) и среднемноголетним значением синоптической активности Северного полушария за зимний сезон (декабрь–февраль) по данным контрольного эксперимента, (м) (б). Разница между значениями синоптической активности в 24-дневный период перед центральной датой внезапного стратосферного потепления, осредненная по 76 событиям, идентифицированным по данным ЛН эксперимента и среднемноголетним значением синоптической активности Северного полушария за зимний сезон (декабрь–февраль) по данным контрольного эксперимента, (м) (в). На б и в разницы статистически значимые на уровне 5% отмечены точками.

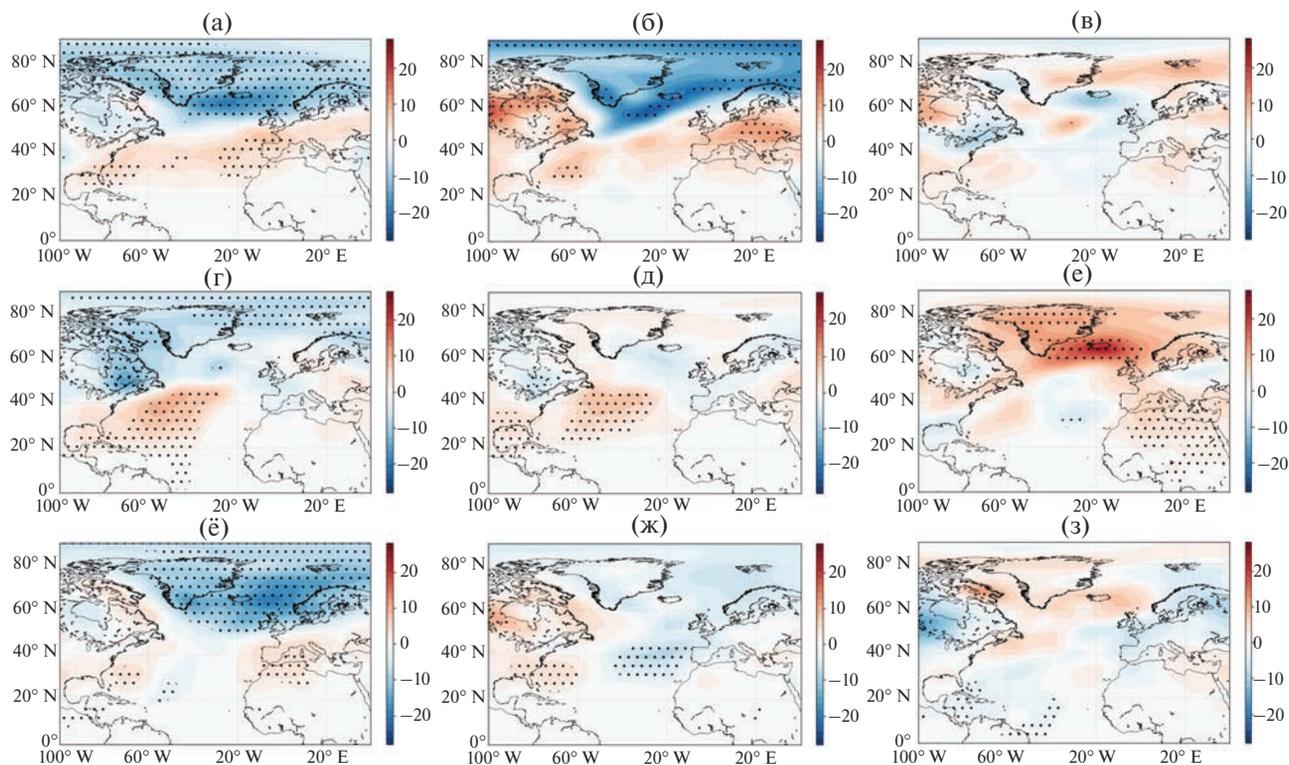


Рис. 6. Разница между значениями синоптической активности (2-6 дней) в 24-дневный период до центральной даты экстремального события и в 24-дневный период после 7-го дня после центральной даты экстремального события по данным контрольного эксперимента (а, б, в), по данным ЭН эксперимента (г, д, е) и ЛН эксперимента (ё, ж, з). Для ВСП по типу РТ (а, г, ё), по типу НРТ (б, д, ж) и для событий экстремально сильного СПВ (в, е, з).

Отклик на события по типу НРТ в контрольном эксперименте по структуре похож на отклик на события по типу РТ, но областей значимых значений гораздо меньше и усиление синоптической

активности видно над центральной Европой. В экспериментах ЭН и ЛН отклик намного меньше по амплитуде чем в контрольном, он не имеет меридиональной дипольной структуры, а

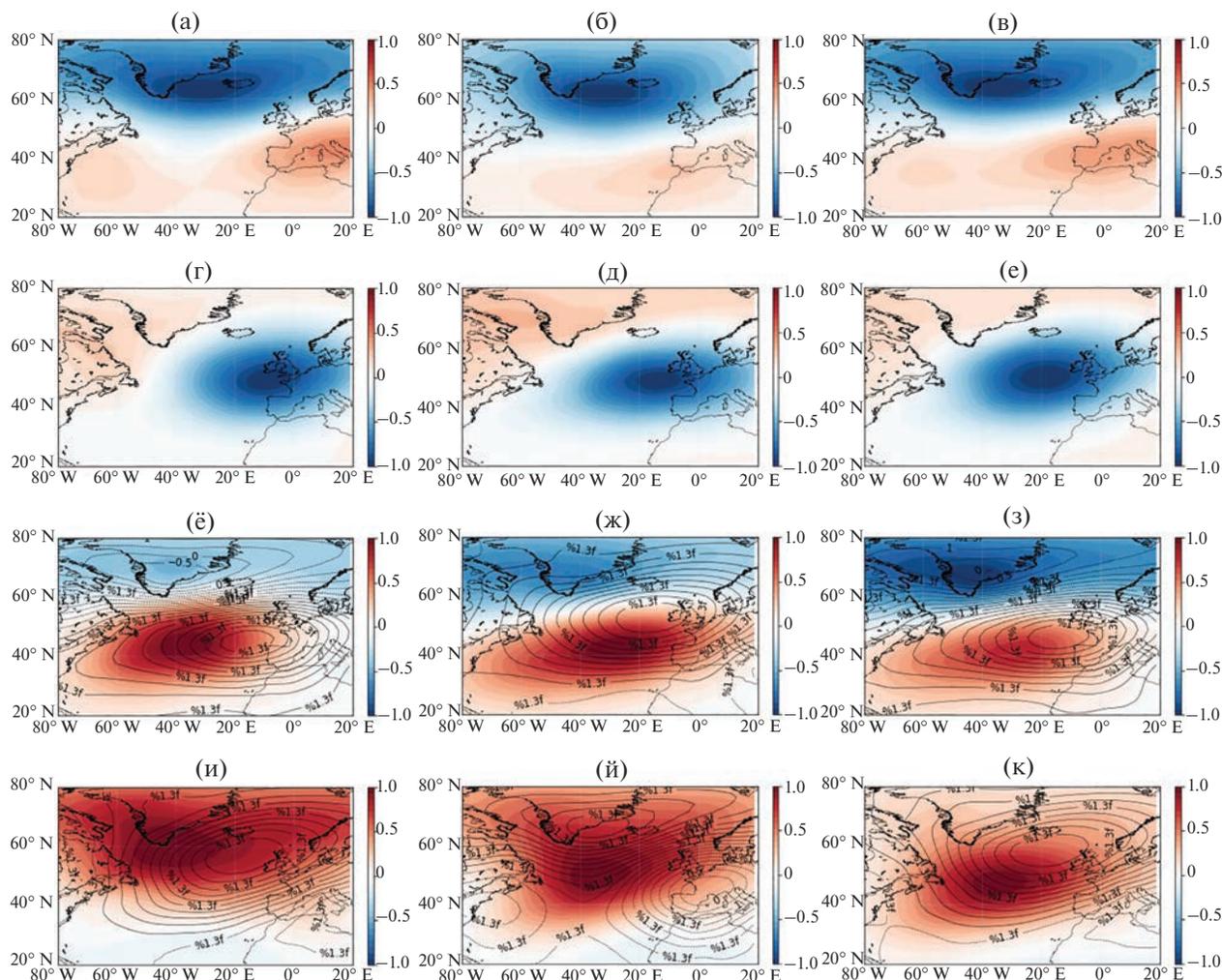


Рис. 7. Пространственная структура 1-ой ЕОФ геопотенциальной высоты поверхности 1000 гПа по данным контрольного эксперимента (а, б, в), по данным ЭН эксперимента (г, д, е, ж, з, показано цветом) и ЛН эксперимента (е, ж, з, показано изолиниями). Пространственная структура 2-ой ЕОФ геопотенциальной высоты поверхности 1000 гПа по данным контрольного эксперимента (г, д, е), по данным ЭН эксперимента (и, й, к, показано цветом) и ЛН эксперимента (и, й, к, показано изолиниями). Для ВСП по типу РТ (а, г, е, и), по типу НРТ (б, д, ж, й) и всех событий ВСП (в, е, з, к).

скорее характеризуется усиление синоптической активности в западной части Атлантического океана и ее ослаблением в восточной.

Значимая реакция тропосферной динамики в Атлантическом районе на экстремально сильный арктический стратосферных полярный вихрь наблюдается только в эксперименте ЭН и характеризуется значительным усилением синоптической активности в районе Исландского минимума и над Гренландией и слабым ослаблением σ в центральной части Атлантического океана, в районе 30° с.ш.

Далее мы рассчитали естественные ортогональные функции (ЕОФ) для объединенного ряда полей геопотенциальной высоты для поверхности 1000 гПа “ПОСЛЕ” событий экстремального состояния стратосферного полярного вихря

для различных экспериментов (рис. 7). В пространственной структуре 1-ых и 2-ых ЕОФ для экспериментов ЭН и ЛН (рис. 7е–7к) также видно меридиональное смещение центров действия относительно друг друга, в ЛН эксперименте центр действия находится восточнее чем в ЭН эксперименте.

3.5. Прогностический потенциал интенсивности СПВ

Выше было показано, что при событиях Эль-Ниньо и Ла-Нинья стратосферная динамика может влиять на изменение положения шторм-трека в Атлантическом регионе на внутресезонном масштабе. Для оценки того насколько этот эффект зависит от интенсивности экстремального события были построены диаграммы рассеяния

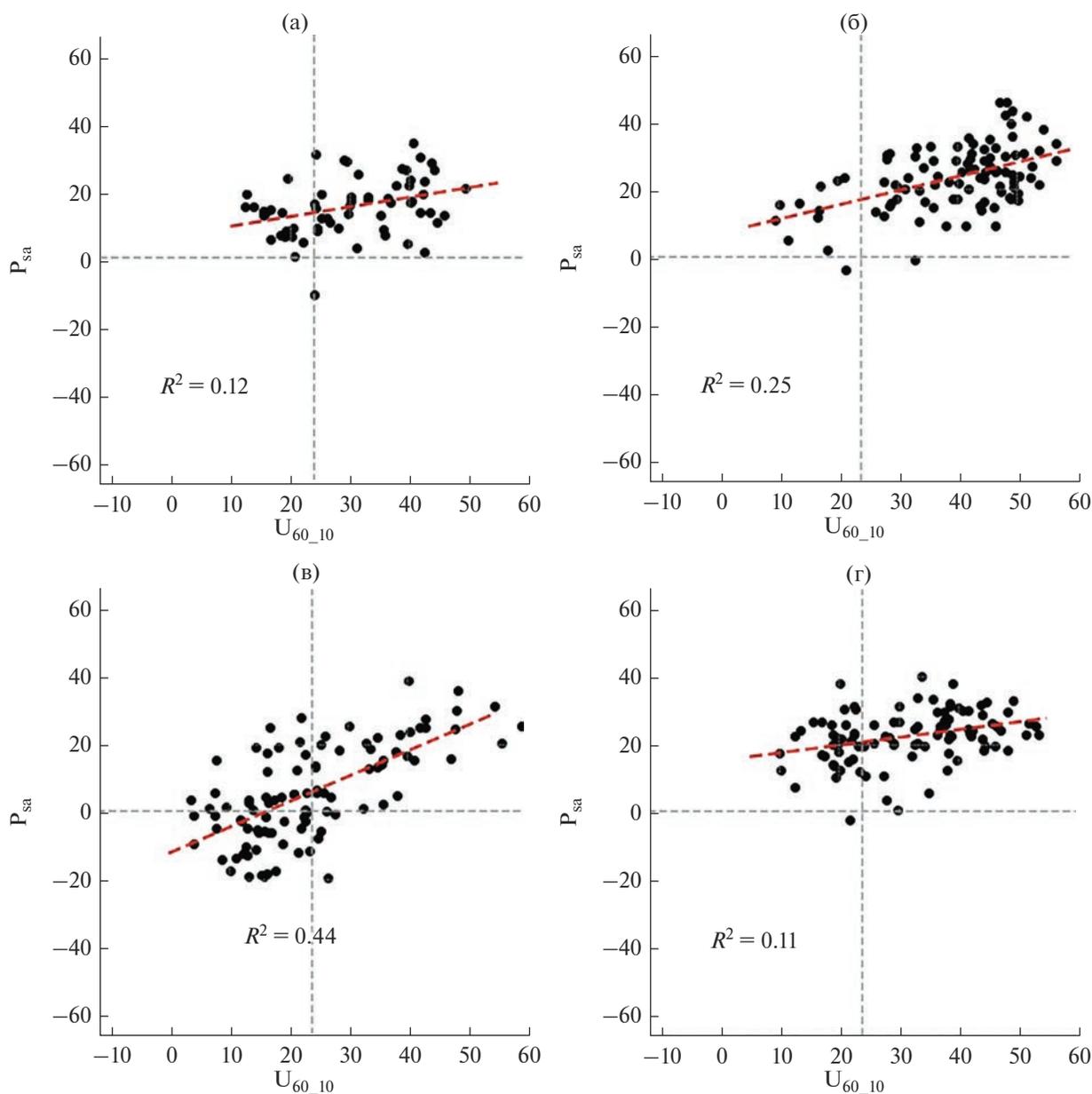


Рис. 8. Диаграммы рассеяния для P_{sa} и U_{60_10} для зимнего периода (декабрь–февраль) по данным реанализа JRA-55 (а), по данным контрольного эксперимента (б), по данным ЭН эксперимента (в) и ЛН эксперимента (г).

для U_{60_10} и P_{sa} . Из рис. 8б видно, что в данных наблюдений интенсивность вихря объясняет не более 12% изменчивости положения шторм-трека. Это может объясняться тем, что в реальных условиях положение шторм-трека формируется под влиянием нескольких факторов и при различном сочетании этих факторов тот или иной процесс начинает играть главную роль. В данной работе аномалии ТПО в районе северной части Атлантического океана одинаковы для всех экспериментов. Стоит отметить, что диаграммы были построены по средним значениям U_{60_10} и P_{sa} за зимний период (декабрь–февраль), в средних

значениях связь может не так ярко выражаться. В ЭН эксперименте интенсивность вихря объясняет 44% изменчивости положения шторм-трека (рис. 8г). Такое высокое значение обеспечивается годами с сильным вихрем, когда синоптическая активность на 60° с.ш. выше, чем на 40° с.ш.

4. ВЫВОДЫ

На основе идеализированных модельных экспериментов можно сформулировать следующие выводы об отклике тропосферной динамики на события экстремального состояния арктического

стратосферного полярного вихря в условиях Эль-Ниньо и Ла-Нинья:

1. Районы максимальных значений синоптической активности в зимний сезон (декабрь—февраль) в Северном полушарии значительно отличаются в экспериментах ЭН, ЛН и контрольном. В ЭН эксперименте шторм-трек в Атлантико-Европейском регионе в среднем располагается южнее, чем в контрольном эксперименте и смещение статистически значимое. В ЛН эксперименте интенсивность синоптической активности значительно ниже, чем в контрольном эксперименте вдоль основных шторм-треков как над акваторией Атлантического, так и Тихого океанов.

2. Отклик тропосферной динамики на экстремальные состояния СПВ существенно отличается в экспериментах ЭН и ЛН. В ЭН экспериментах сдвиг шторм-трека на юг после ВСП наблюдается только в западной части Атлантического океана, а в ЛН экспериментах только в восточной. Динамические процессы, которые приводят к различию в реакции тропосферной динамики в Атлантическом океане, требуют дальнейших исследований.

3. Отклик на экстремально сильный СПВ наблюдается только в эксперименте ЭН и выражается в усилении синоптической активности в районе Исландии и Гренландии.

4. Сезонный прогноз широтного положения шторм-трека по сезонной интенсивности СПВ самая высокая в экспериментах ЭН. Интенсивность арктического стратосферного полярного вихря (U_{60-10}) определяет до 44% изменчивости положения шторм-трека в Атлантическом секторе Северного полушария. Хотим акцентировать внимание на том, что данный результат был получен в идеализированных экспериментах, где данные аномалий ТПО были удвоены. Полученные результаты могут отличаться от наблюдаемых значений, и в данной работе носят только теоретический характер.

Стоит отметить, что различные граничные условия меняют влияние нижней тропосферы на стратосферную динамику через генерацию волновой активности. Однако далее в стратосфере прошедшие в нее волны, взаимодействуют с ее зональным потоком и друг с другом (волна-волна). Таким образом, говоря про различие между экспериментами, необходимо учитывать, что стратосферное влияние на тропосферу формируется не только за счет граничных условий, но и указанных выше динамических процессов стратосферы. Так, например, в ряде случаев после ВСП наблюдается распространение сигнала стратосферы в тропосферу, а в некоторых случаях, включая с менее интенсивными и продолжительными ВСП, нет [Варгин, Медведева, 2015].

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 22-27-00655.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Варгин П.Н., Медведева И.В.* Исследование температурного и динамического режимов внетропической атмосферы Северного полушария в период внезапного стратосферного потепления зимой 2012-2013 гг. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. №. 1. С. 20–20.
- Коленникова М.А., Варгин П.Н., Гущина Д.Ю.* Влияние Эль-Ниньо на стратосферу Арктики по данным моделей CMIP5 и реанализа // Метеорология и гидрология. 2021. №. 6. С. 5–23.
- Нерушев А.Ф., Вишератин К.Н., Ивангородский Р.В.* Динамика высотных струйных течений по данным спутниковых измерений и их связь с климатическими параметрами и крупномасштабными атмосферными явлениями // Исследование Земли из космоса. 2018. № 6. С. 24–38.
- Ambaum M.H.P., Hoskins B.* The NAO troposphere–stratosphere connection // J. Clim. 2002. V. 15. № 14. P. 1969–1978.
- Anstey J.A., Scinocca J.F., Keller M.* Simulating the QBO in an atmospheric general circulation model: Sensitivity to resolved and parameterized forcing // J. Atmos. Sci. 2016. V. 73. № 4. P. 1649–1665.
- Asboghi G., Joghataei M., Mohebalhojeh A.R.* Impacts of the QBO on the North Atlantic and Mediterranean storm tracks: An energetic perspective // Geophys. Res. Lett. 2017. V. 44. № 2. P. 1060–1067.
- Baldwin M.P. et al.* Weather from the stratosphere? // Science. 2003. V. 301. № 5631. P. 317–319.
- Baldwin M.P., Dunkerton T.J.* Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes // Science. 2001. V. 294. № 5542.
- Baldwin M.P., Thompson D.W.J.* A critical comparison of stratosphere–troposphere coupling indices // Q. J. R. Meteorol. Soc.: A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography. 2009. V. 135. № 644. P. 1661–1672.
- Blackmon M.L.* A climatological spectral study of the 500 mb geopotential height of the Northern Hemisphere // J. Atmos. Sci. 1976. V. 33. № 8. P. 1607–1623.
- Blackmon M.L. et al.* An observational study of the Northern Hemisphere wintertime circulation // J. Atmos. Sci. 1977. V. 34. № 7. P. 1040–1053.
- Blackmon M.L., Lee Y.H., Wallace J.M.* Horizontal structure of 500 mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales // J. Atmos. Sci. 1984. V. 41. № 6. P. 961–980.
- Butler A.H. et al.* Defining sudden stratospheric warmings // Bull. Am. Meteorol. Soc. 2015. V. 96. № 11. P. 1913–1928.
- Chang E.K.M. et al.* Storm-track activity in IPCC AR4/CMIP3 model simulations // J. Clim. 2013. V. 26. № 1. P. 246–260.
- Chang E., Lee S., Swanson K.* Storm Track Dynamics // J. Climate. 2002. V. 15. P. 2163–2182.

- Charlton A.J., Polyani L.M.* A new look at stratospheric sudden warmings. Part I: Climatology and modeling benchmarks // *J. Clim.* 2007. V. 20. № 3. P. 449–469.
- Domeisen D.I.V., Garfinkel C.I., Butler A.H.* The teleconnection of El Niño Southern Oscillation to the stratosphere // *Rev. Geophys.* 2019. V. 57. № 1. P. 5–47.
- Duchon C.E.* Lanczos Filtering in One and Two Dimensions // *J. Appl. Meteorol.* 1979. V. 18. P. 1016–1022.
- Fink A.H. et al.* The European storm Kyrill in January 2007: synoptic evolution, meteorological impacts and some considerations with respect to climate change // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2009. V. 9. № 2. P. 405–423.
- Fortuin J.P.F., Langematz U.* Update on the global ozone climatology and on concurrent ozone and temperature trends // *Proc. SPIE.* 1995. V. 2311. P. 207–216.
- Graff L.S., LaCase J.H.* Changes in the extratropical storm tracks in response to changes in SST in an AGCM // *J. Clim.* 2012. V. 25. № 6. P. 1854–1870.
- Gushchina D. et al.* On the relationship between ENSO diversity and the ENSO atmospheric teleconnection to high-latitudes // *Int. J. Climatol.* 2022. V. 42. № 2. P. 1303–1325.
- Held I.M., Lyons S.W., Nigam S.* Transients and the extratropical response to El Niño // *J. Atmos. Sci.* 1989. V. 46. № 1. P. 163–174.
- Hitchcock P., Simpson I.R.* The downward influence of stratospheric sudden warmings // *J. Atmos. Sci.* 2014. V. 71. № 10. P. 3856–3876.
- Horel J.D., Wallace J.M.* Planetary-scale atmospheric phenomena associated with the Southern Oscillation // *Mon. Weather Rev.* 1981. V. 109. № 4. P. 813–829.
- Hoskins B.J., Karoly D.J.* The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing // *J. Atmos. Sci.* 1981. V. 38. № 6. P. 1179–1196.
- Hoskins B.J., Pearce R.* Large-Scale Dynamical Processes in the Atmosphere. London, N.Y.: Academic Press, 1983. 397 p.
- Hoskins B.J., Valdes P.J.* On the existence of storm-tracks // *J. Atmos. Sci.* 1990. V. 47. № 15. P. 1854–1864.
- Hurrell J.W. et al.* A new sea surface temperature and sea ice boundary dataset for the Community Atmosphere Model // *J. Clim.* 2008. V. 21. № 19. P. 5145–5153.
- Jucker M., Gerber E.P.* Untangling the annual cycle of the tropical tropopause layer with an idealized moist model // *J. Clim.* 2017. V. 30. № 18. P. 7339–7358.
- Karpechko A.Y. et al.* Predictability of downward propagation of major sudden stratospheric warmings // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 2017. V. 143. № 704. P. 1459–1470.
- Kidston J. et al.* Stratospheric influence on tropospheric jet streams, storm tracks and surface weather // *Nat. Geosci.* 2015. V. 8. № 6. P. 433–440.
- Kolstad E.W., Breiteig T., Scaife A.A.* The association between stratospheric weak polar vortex events and cold air outbreaks in the Northern Hemisphere // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 2010. V. 136. № 649. P. 886–893.
- Kretschmer M. et al.* The different stratospheric influence on cold-extremes in Eurasia and North America // *NJPJ Clim. Atmos. Sci.* 2018. V. 1. № 1. P. 44.
- Kug J.S., Jin F.F., An S.I.* Two types of El Niño events: cold tongue El Niño and warm pool El Niño // *J. Clim.* 2009. V. 22. № 6. P. 1499–1515.
- Leathers D.J., Yarnal B., Palecki M.A.* The Pacific/North American teleconnection pattern and United States climate. Part I: Regional temperature and precipitation associations // *J. Clim.* 1991. V. 4. № 5. P. 517–528.
- L’Heureux M.L., Thompson D.W.J.* Observed relationships between the El Niño–Southern Oscillation and the extratropical zonal-mean circulation // *J. Clim.* 2006. V. 19. № 2. P. 276–287.
- Lu J., Chen G., Frierson D.M.W.* Response of the zonal mean atmospheric circulation to El Niño versus global warming // *J. Clim.* 2008. V. 21. № 22. P. 5835–5851.
- Martineau P., Son S.W.* Onset of circulation anomalies during stratospheric vortex weakening events: The role of planetary-scale waves // *J. Clim.* 2015. V. 28. № 18. P. 7347–7370.
- Orlanski I.* Poleward deflection of storm tracks // *J. Atmos. Sci.* 1998. V. 55. № 16. P. 2577–2602.
- Rayner N.A.A. et al.* Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2003. V. 108. № D14.
- Reynolds R.W. et al.* Daily high-resolution-blended analyses for sea surface temperature // *J. Clim.* 2007. V. 20. № 22. P. 5473–5496.
- Sampe T. et al.* Significance of a midlatitude SST frontal zone in the formation of a storm track and an eddy-driven westerly jet // *J. Clim.* 2010. V. 23. № 7. P. 1793–1814.
- Santoso A., McPhaden M., Cai W.* The defining characteristics of ENSO extremes and the strong 2015/2016 El Niño // *Rev. Geophys.* 2017. V. 55. № 4. P. 1079–1129.
- Schneidereit A., Schubert S., Vargin P., Lunkeit F., Zhu X., Peters D., Fraedrich K.* Large scale flow and the long-lasting blocking high over Russia: Summer 2010 // *Mon. Wea. Rev.* 2012. V. 140. P. 2967–2981.
- Seager R. et al.* Mechanisms of hemispherically symmetric climate variability // *J. Clim.* 2003. V. 16. № 18. P. 2960–2978.
- Sobaeva D., Zyulyaeva Y., Gulev S.* ENSO and PDO Effect on Stratospheric Dynamics in Isca Numerical Experiments // *Atmosphere.* 2023. V. 14. № 459. <https://doi.org/10.3390/atmos14030459>
- Sun C., Li J., Ding R.* Strengthening relationship between ENSO and western Russian summer surface temperature. // *Geophys. Res. Lett.* 2016. V. 43. P. 843–851.
- Thomson S.I., Vallis G.K.* Atmospheric response to SST anomalies. Part I: Background-state dependence, teleconnections, and local effects in winter // *J. Atmos. Sci.* 2018. V. 75. № 12. P. 4107–4124.
- Tilinina N. et al.* Comparing cyclone life cycle characteristics and their interannual variability in different reanalyses // *J. Clim.* 2013. V. 26. № 17. P. 6419–6438.
- Trenberth K.E.* The definition of El Niño // *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 1997. V. 78. № 12. P. 2771–2778.
- Trenberth K.E. et al.* Progress during TOGA in understanding and modeling global teleconnections associated with tropical sea surface temperatures // *J. Geophys. Res. Oceans.* 1998. V. 103. № C7. P. 14291–14324.
- Ulbrich U. et al.* The central European floods of August 2002: Part 1-Rainfall periods and flood development // *Weather.* 2003. V. 58. № 10. P. 371–377.

Vallis G.K. et al. Isca, v1. 0: A framework for the global modelling of the atmospheres of Earth and other planets at varying levels of complexity // *Geosci. Model Dev.* 2018. V. 11. № 3. P. 843–859.

Vargin P. N. et al. Investigation of boreal storm tracks in historical simulations of INM CM5 and reanalysis data // *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science.* 2019. V. 386. № 1. P. 012007.

White I. et al. The downward influence of sudden stratospheric warmings: Association with tropospheric precursors // *J. Clim.* 2019. V. 32. № 1. P. 85–108.

Yin J.H. A consistent poleward shift of the storm tracks in simulations of 21st century climate // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. № 18.

<https://www.gfdl.noaa.gov/model-development>.

The Response of the Tropospheric Dynamics to Extreme States of the Stratospheric Polar Vortex during Enso Phases in Idealized Model Experiments

Y. A. Zyulyaeva^{1, 2}, D. A. Sobaeva^{1, 3, *}, and S. K. Gulev¹

¹*Shirshov Institute of Oceanology RAS, 36 Nakhimovsky ave., Moscow, 117997 Russia*

²*Faculty of Geography and Geoinformation Technology, HSE University, 11 Pokrovsky Bulvar, Moscow, 109028 Russia*

³*Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russia*

*e-mail: dasha.sobaeva@gmail.com

Extreme states of the stratospheric polar vortex (SPV) affect the average position of the main propagation trajectories of synoptic vortices in the Northern Hemisphere over a time period from 2 weeks to 2 months. This time scale is considered to be one of the most difficult periods in forecasting. Based on the analysis of data from idealized numerical experiments on the Isca platform, we studied the processes of formation of anomalous positions of storm tracks in the Atlantic-European region as a response to sudden stratospheric warmings and events of extremely strong SPV during various phases of the El Niño Southern Oscillation. It was shown that in winter it is impossible to say unambiguously about the southward displacement of the Atlantic storm track during El Niño events without taking into account the intensity of SPV. The intensity of SPV, expressed as the zonal component of wind speed, averaged along 60° N at the level of 10 hPa, has its maximum predictive potential during El Niño.

Keywords: stratosphere-troposphere interaction, seasonal forecast, Northern hemisphere storm tracks, sudden stratospheric warmings

УДК 551.513:551.510.532

СЕЗОННЫЕ ПЕРЕСТРОЙКИ ЦИРКУЛЯЦИИ В СТРАТОСФЕРЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ТРОПОСФЕРОЙ И СТРАТОСФЕРОЙ

© 2023 г. Ю. П. Переведенцев^а, *, Н. В. Исмагилов^а, Н. А. Мирсаева^а, В. В. Гурьянов^а, А. А. Николаев^а, К. М. Шанталинский^а

^аКазанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, д. 18, Казань, 420008 Россия

*e-mail: ypereved@kpfu.ru

Поступила в редакцию 10.03.2023 г.

После доработки 12.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

На основе данных реанализа ERA5 получены даты весенних и осенних перестроек стратосферной циркуляции на изобарических поверхностях 30, 20 и 10 гПа в широтной зоне 30–90° с.ш. в период 1979–2020 гг. Из 42 случаев весенней перестройки к ранним относятся 10, к средним 15 и поздним 17. Разброс в датах весенних перестроек на поверхности 10 гПа составляет 69 дней. Наиболее часто весенняя перестройка циркуляции происходит сверху вниз, в отдельные годы задержка весенней перестройки на поверхности 30 гПа относительно поверхности 10 гПа достигает 22–25 дней. Осенние перестройки происходят снизу вверх и их сроки на 3-х рассматриваемых уровнях близки между собой. Показана связь сроков весенней перестройки стратосферной циркуляции с солнечной активностью и большими внезапными зимними стратосферными потеплениями. Анализ полей аномалий суточных значений температуры и зональной скорости ветра в слое 1000–1 гПа в период январь–май показал на их существенное пространственно-временное различие в случае ранних и поздних весенних перестроек. Так, очаги положительных аномалий температуры и скорости ветра формируются вначале в верхней стратосфере, а затем смещаются сверху вниз. Рассмотрены взаимосвязи между слоями атмосферы в различные сезоны.

Ключевые слова: стратосферная циркуляция, сезонные перестройки циркуляции, солнечная активность, данные реанализа, аномалии температуры и скорости ветра, корреляция

DOI: 10.31857/S000235152306007X, **EDN:** OQUOEQ

ВВЕДЕНИЕ

Изучению крупномасштабных атмосферных процессов, определяющих общую циркуляцию и термический режим тропосферы и стратосферы, характер взаимодействия между атмосферными слоями, по-прежнему уделяется большое внимание.

Так, в [Гурьянов и др., 2018] дан анализ волновой активности и ее изменений в тропосфере и стратосфере Северного полушария зимой в 1979–2016 гг., выявлена связь осредненных по спектру периодов волн с активностью внезапных стратосферных потеплений (ВСП). По современным представлениям большинство ВСП образуется в результате распространения волновой активности из тропосферы – нижней стратосферы. Однако, как показали модельные расчеты, часть ВСП

могут возникать благодаря внутренним динамическим процессам нелинейного взаимодействия планетарных волн со средним потоком [Baldwin et al., 2019; Pogoreltsev et al., 2015]. В [Переведенцев и др., 2019] рассмотрена пространственно-временная изменчивость температуры воздуха и массовой доли озона от уровня земли до высоты 64 км с использованием данных реанализа ERA-Interim за 1979–2016 гг. Анализ результатов моделирования термодинамических процессов в стратосфере климатической моделью ИВМ РАН представлен в [Варгин и Володин, 2016].

Исследования в области моделирования арктического циркумполярного вихря с привлечением эмпирических данных и данных реанализов позволили добиться значительных успехов в понимании влияния стратосферного полярного вихря на циркуляционные процессы в тропосфере [Baldwin et al., 2019; Kidston et al., 2015].

Особую роль в процессах взаимодействия тропосферы и стратосферы играют внезапные стратосферные потепления [Baldwin et al., 2021], которые приводят к деградации стратосферного полярного

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.).

вихря (главные ВСП), вызывая его смещение, либо расщепление на два вихря меньшего размера [Ayarzagüena et al., 2019].

Одной из важнейших особенностей стратосферной циркуляции (СЦ) является наличие ее сезонных перестроек – весной зимняя западная циклоническая циркуляция переходит в летнюю антициклоническую, а осенью процесс идет в обратном направлении – восточные потоки заменяются западными. При этом даты перестроек, особенно весенних, испытывают большой межгодовой разброс. Теме сезонных перестроек СЦ посвящен ряд работ [Бакулина и др., 2009; Переведенцев и др., 1999; Тарасенко, 1988]. В более ранних работах по изучению циркуляционных процессов в стратосфере [Педь, 1973; Пчелко, 1959] было показано, что весенние перестройки СЦ с зимнего на летний режим происходят в период с середины марта до первой декады мая. Учитывая большой межгодовой разброс сроков весенней перестройки СЦ, в работе [Бакулина и Угрюмов, 2008] было предложено разделять их на ранние, средние и поздние. Было принято, что дата 5 апреля разделяет сроки ранних и средних перестроек, а 26 апреля – средние и поздние перестройки. В авторской статье [Переведенцев и др., 1999] был рассмотрен характер сезонных перестроек циркуляции на изобарических поверхностях 30 и 10 гПа в 1977–1990 гг. для широтных зон 70–50, 50–35 и 70–35° с.ш.

Исследования весенних и осенних перестроек СЦ имеют и практическое значение, поскольку сроки сезонных перестроек циркуляции в стратосфере используются при долгосрочном прогнозировании погоды в различных регионах Северного полушария (СП) [Бакулина и др., 2009; Гечайте и др., 2016; Савенкова и Погорельцев, 2010].

Цель данной работы – анализ весенних и осенних перестроек стратосферной циркуляции на изобарических поверхностях 30, 20 и 10 гПа в широтной зоне 30–90° с.ш. по данным реанализа ERA5 для 1979–2020 гг.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА

В качестве исходных данных использовались срочные данные (0, 6, 12, 18 ч.) о полях геопотенциала Северного полушария на изобарических поверхностях 10, 20 и 30 гПа в узлах географической сетки 2.5° широты × 2.5° долготы за 1979–2020 гг., представленные в реанализе ERA5 [Hersbach et al., 2020]. По исходным данным рассчитывались среднесуточные значения геопотенциала в узлах сетки и ежедневные значения индекса зональной циркуляции атмосферы А.Л. Каца (I_3) в широтной зоне 30–90° с.ш. по формуле:

$$I_3 = (H_1 - H_2) / (\varphi_2 - \varphi_1), \quad (1)$$

где H_1 и H_2 – значения абсолютных геопотенциалов, осредненных вдоль граничных широт φ_1 и φ_2 рассматриваемых зон.

Сроки сезонных перестроек стратосферной циркуляции определялись по годовому ходу ежедневных значений зонального индекса I_3 в указанной широтной зоне. За дату весенней перестройки циркуляции принималась дата устойчивого перехода зонального индекса от положительных значений (зимняя западная циркуляция) к отрицательным значениям (летняя восточная циркуляция).

Необходимо отметить, что во время весенних перестроек, после перехода к восточной циркуляции, довольно часто наблюдается возврат западной циркуляции и далее происходит повторный, уже окончательный, переход к восточной циркуляции. В таких случаях был использован подход, предложенный в работе [Педь, 1973]. Для определения момента перестройки интенсивность и продолжительность восточной циркуляции после первоначального перехода сравнивалась с интенсивностью и продолжительностью западной циркуляции после возврата. Если сумма отрицательных ежедневных значений зонального индекса Каца после первоначальной смены циркуляции по абсолютной величине оказывалась больше суммы положительных значений зонального индекса после возврата, то за дату перестройки принималась дата первоначального перехода к восточной циркуляции, и, наоборот, для осенней перестройки стратосферной циркуляции. Оценка интенсивности и продолжительности возвратной циркуляции позволяет, на наш взгляд, наиболее гибким и корректным способом определять даты сезонных перестроек в случае неустойчивого их осуществления [Переведенцев и др., 1999].

Дополнительно анализировалось вертикальное распределение в слое от 1000 до 1 гПа аномалии температуры воздуха и зональной скорости ветра, рассчитанных для ранних, средних и поздних перестроек в период с 1 января по 31 мая для широтной зоны 60–90° с.ш. по данным реанализа ERA5 (1979–2020 гг.). Для оценки степени взаимосвязанности в поле температуры между уровнями рассчитывались коэффициенты корреляции для внетропической зоны СП для различных сезонов года.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Сравнительный анализ дат весенних (ДВ) и осенних (ДО) перестроек циркуляции в стратосфере показал, что в слое 10–30 гПа весенняя перестройка циркуляции чаще всего происходит сверху вниз (в 29 случаях из 42), что находит свое отражение и в средних многолетних датах: на уровне 10 гПа перестройка осуществляется 18 апреля, на уровне 20 гПа – 19 апреля, на уровне 30 гПа – 23 ап-

Таблица 1. Типы и даты весенних перестроек стратосферной циркуляции на изобарической поверхности 10 гПа в 1979–2020 гг.

Тип перестройки					
Ранняя		Средняя		Поздняя	
год	дата	год	дата	год	дата
1982	5 апреля	1980	7 апреля	1979	3 мая
1985	24 марта	1983	24 апреля	1981	11 мая
1986	21 марта	1988	8 апреля	1984	4 мая
1992	25 марта	1989	25 апреля	1987	6 мая
1994	2 апреля	1991	10 апреля	1990	11 мая
1998	28 марта	1993	16 апреля	1997	28 апреля
2005	13 марта	1995	6 апреля	1999	3 мая
2014	28 марта	1996	10 апреля	2001	14 мая
2015	3 апреля	2000	12 апреля	2002	7 мая
2016	7 марта	2003	16 апреля	2004	30 апреля
		2007	22 апреля	2006	12 мая
		2011	7 апреля	2008	8 мая
		2012	19 апреля	2009	10 мая
		2017	8 апреля	2010	3 мая
		2019	21 апреля	2013	2 мая
				2018	6 мая
				2020	2 мая

реля. Межгодовая изменчивость дат весенних перестроек увеличивается с высотой: величина среднего квадратического отклонения (СКО) составляет 15 дней на уровне 30 гПа, 17 дней на уровне 20 гПа и 18 дней на уровне 10 гПа.

В табл. 1 представлены типы и даты весенних перестроек СЦ на изобарической поверхности 10 гПа.

Сроки весенних перестроек на уровнях 10 и 20 гПа достаточно близки между собой и в 33 случаях из 42 разница в сроках по модулю не превышает 3 дней. Коэффициент линейной корреляции (r) между ДВ на уровнях 10 и 20 гПа составляет $r = 0.97$. Сроки весенних перестроек на уровнях 10 и 30 гПа отличаются сильнее, в отдельные годы разница может достигать 22–25 (1986, 2005, 2014, 2017 гг.) и даже 40 дней (1992 г.). В эти годы весенняя перестройка циркуляции на уровнях 10 и 20 гПа происходила в ранние сроки (2 декада марта – 1 декада апреля), а на уровне 30 гПа еще достаточно долго сохранялся зимний режим циркуляции. Поздние перестройки осуществляются более синхронно на рассматриваемых уровнях; разница в ДВ не превышает 10 дней. Коэффициент линейной корреляции между ДВ на уровнях 10 и 30 гПа составляет $r = 0.84$.

Осенняя перестройка циркуляции в слое 10–30 гПа происходит снизу вверх, что находит свое отражение в средних многолетних значениях ДО: 2 сентября – на уровне 30 гПа, 4 сентября – на уровнях 20 и 10 гПа. Межгодовая изменчивость

дат осенних перестроек уменьшается с высотой: СКО составляет 4 дня на уровне 30 гПа и 3 дня на уровнях 20 и 10 гПа. Сроки осенних перестроек на трех уровнях близки между собой, во всех случаях разница в сроках по модулю не превышает 5 дней. Коэффициент линейной корреляции между ДО на уровнях 10 и 20 гПа составляет 0.87, на уровнях 20 и 30 гПа $r = 0.94$, на уровнях 10 и 30 гПа $r = 0.82$.

Исследовалась также связь между весенними и осенними перестройками циркуляции в стратосфере, однако значимых коэффициентов корреляции между датами весенних и осенних перестроек циркуляции на исследуемых уровнях не обнаружено:

В многолетнем ходе отмечается слабый положительный тренд в датах весенних перестроек (смещение к более поздним перестройкам) и слабый отрицательный тренд в датах осенних перестроек (смещение к более ранним перестройкам), причем на уровне 30 гПа эти тенденции выражены сильнее.

С целью оценки продолжительности летней восточной циркуляции в стратосфере на уровне 10 гПа за длительный период рассчитывались даты весенних и осенних перестроек в период 1961–2020 гг. На рис. 1 представлен многолетний ход продолжительности летней восточной циркуляции, согласно которому наблюдается слабая тенденция его сокращения по линейному тренду. Низкочастотная компонента этого ряда (фильтрация колебаний с периодом менее 10 лет) выделяет квазидвадцатилетние колебания, возможно связанные с солнечной активностью.

Следует отметить, что в рассматриваемом слое стратосферы 30–10 гПа в широтной зоне 30–90° с.ш. наблюдается похолодание во все сезоны года со скоростью $-0.34^\circ\text{C}/10$ лет летом, поэтому происходит сокращение “теплого” периода года в отличие от приземной атмосферы, где происходит увеличение продолжительности летнего периода в условиях потепления климата.

С целью оценки возможного влияния солнечной активности на характер сезонной перестройки СЦ совместно рассматривались многолетний ход дат весенних перестроек стратосферной циркуляции на уровне 10 гПа (в днях от начала года) (рис. 2), в котором с помощью фильтра Поттера была выделена низкочастотная компонента с продолжительностью периода более 10 лет (левая шкала) и показатели солнечной активности – числа Вольфа (правая шкала).

Анализ данных рис. 2 показывает, что наблюдается знакопеременная связь между низкочастотной составляющей в многолетнем ходе сроков весенней перестройки циркуляции в средней стратосфере и солнечной активностью. В период 1979–2004 гг. максимумы и минимумы низкочастотной компоненты весенних перестроек соот-

ветствуют максимумам и минимумам в многолетнем ходе чисел Вольфа: коэффициент линейной корреляции между показателями СЦ и солнечной активности составил $r = 0.70$. Однако, в дальнейшем положительная связь меняется на отрицательную: периоды повышенной солнечной активности соответствуют более ранним весенним перестройкам стратосферной циркуляции и, наоборот. Коэффициент корреляции в период 2005–2020 гг. составил $r = -0.54$.

Подобная знакопеременная связь выявлена также между солнечной активностью и сроками осенней перестройки циркуляции в средней стратосфере. Коэффициент корреляции между датами осенних перестроек и числами Вольфа в период 1979–1998 отрицательный и равен $r = -0.35$, а в период 1999–2020 корреляция становится положительной $r = 0.79$.

На сроки весенних перестроек стратосферной циркуляции оказывают влияние зимние стратосферные потепления, вызванные процессами динамического взаимодействия стратосферы с тропосферой [Бугаева и Рязанова, 1987]. Как известно, в стратосфере примерно дважды за 3 года происходят внезапные стратосферные потепления (ВСП), приводящие к росту температуры и смене направления циркуляции. В данной работе учитывались только сильные зимние стратосферные потепления, во время которых происходила смена стратосферной циркуляции с западной на восточную во внетропических широтах северного полушария и среднесуточные индексы зональной циркуляции Каца на уровне 10 гПа в широтной зоне 30–90° с.ш. становились отрицательными. Соответственно, в качестве даты зимнего стратосферного потепления была взята дата (в днях от начала года) перехода индекса Каца от положительных значений к отрицательным.

Как видно из рис. 3 наблюдается тенденция к более ранним весенним перестройкам при наличии ранних зимних и поздних (финальных) потеплений.

На срок весенней перестройки циркуляции в стратосфере влияет не только время осуществления сильных зимних потеплений, но и их интенсивность. В качестве характеристики интенсивности стратосферного потепления использовалось значение модуля суммы отрицательных ежедневных значений индекса Каца в период осуществления сильного стратосферного потепления. Получено, что с увеличением интенсивности зимнего стратосферного потепления весенняя перестройка происходит в более поздние сроки; коэффициент корреляции между интенсивностью стратосферного потепления и датой весенней перестройки составляет $r = 0.65$ (рис. 4). Привлечение сведений о больших ВСП из работы [Агеева и др., 2017] вполне согласуется с полученным результатом.

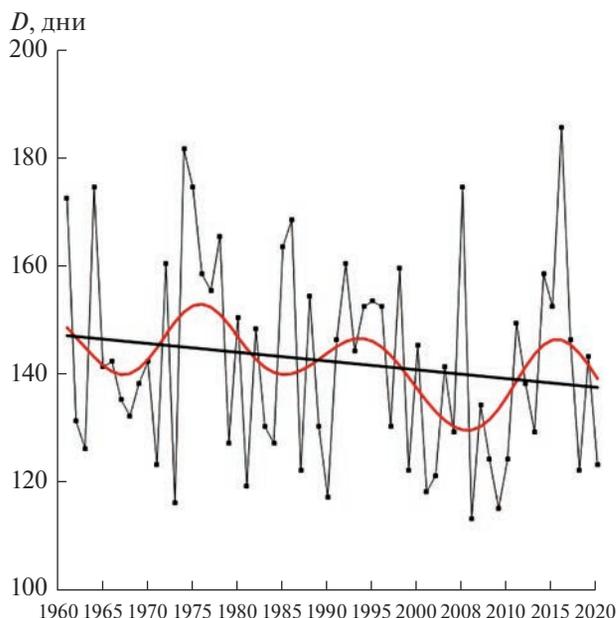


Рис. 1. Продолжительность (в днях) летней восточной циркуляции на уровне 10 гПа.

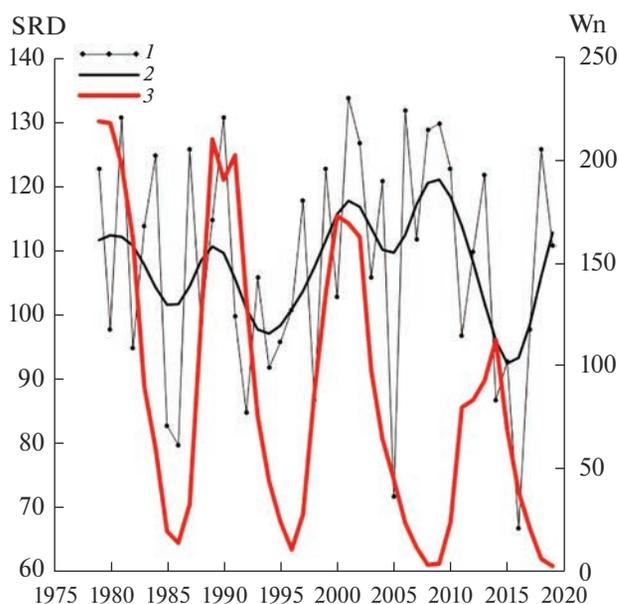


Рис. 2. Даты весенних перестроек циркуляции в стратосфере на уровне 10 гПа (SRD дни от начала года) и числа Вольфа (Wn). 1 – исходный ряд дат весенних перестроек, 2 – низкочастотная компонента с периодом более 10 лет дат весенних перестроек, 3 – числа Вольфа.

Сильные зимние потепления в стратосфере осуществляются не каждый год, поэтому для оценки связи между сроком весенней перестройки в стратосфере и особенностями стратосферной циркуляции в предшествующий зимний период были вычислены коэффициенты линейной

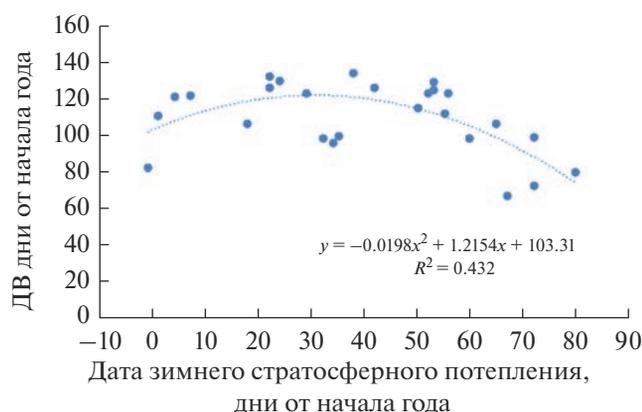


Рис. 3. Зависимость даты весенней перестройки стратосферной циркуляции от даты зимнего стратосферного потепления (10 гПа, 30–90° с.ш.).

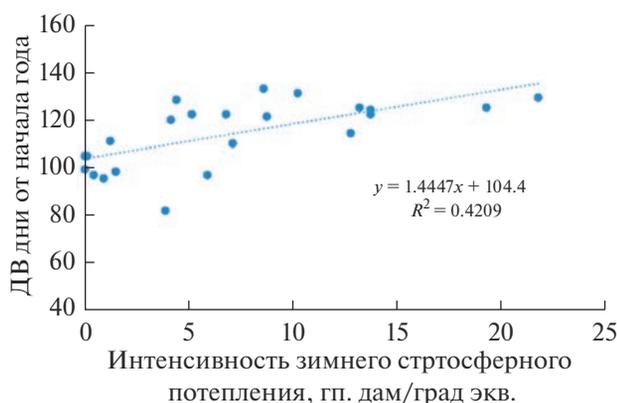


Рис. 4. Зависимость даты весенней перестройки циркуляции в стратосфере от интенсивности зимнего стратосферного потепления (10 гПа, 30–90° с.ш.).

корреляции между датами весенних перестроек и среднесуточными значениями индекса Каца в январе–феврале. Наилучшая связь отмечается со значениями индекса Каца 15 февраля; чем больше интенсивность зональной циркуляции в этот день, тем в более ранние сроки происходит весенняя перестройка в средней стратосфере, коэффициент корреляции составил $r = -0.54$.

В настоящее время принято считать, что тропосфера, стратосфера и мезосфера образуют единую динамическую систему, внутри которой происходит взаимодействие между слоями посредством волнового механизма, с помощью которого возмущения метеорологических полей, обусловленные бароклинностью атмосферы, неоднородным нагревом подстилающей поверхности и орографией, передаются из тропосферы в стратосферу [Холтон, 1979].

Для оценки связи между сроками весенних перестроек стратосферной циркуляции и припо-

верхностной температурой воздуха были рассчитаны коэффициенты корреляции между датами весенних перестроек стратосферной циркуляции на уровне 10 гПа в широтной зоне 30–90° с.ш. и среднemesячными значениями приповерхностной температуры воздуха в узлах географической сетки 1° широты × 1° долготы Северного полушария. Для объема выборки в 42 года и доверительной вероятности 95% линейный коэффициент корреляции (r) считался значимым, если $|r| > 0.31$.

Анализ пространственного распределения коэффициентов корреляции показал, что в январе-марте над Тихим океаном отмечаются области значимой корреляции – отрицательная корреляция на востоке Тихого океана (у побережья Северной Америки) и положительная корреляция в центральной и западной части Тихого океана. Следует отметить, что схожая локализация наблюдается у Тихоокеанского десятилетнего колебания, для которого характерно увеличение или уменьшение температуры водной поверхности в Тихом океане к северу от 20° с.ш. с периодом 20–30 лет. Во время теплой (положительной) фазы колебания на западе Тихого океана происходит похолодание, на востоке – потепление, для противоположного распределения температур. Большую часть исследуемого периода 1979–2010 гг. преобладала положительная фаза Тихоокеанского колебания, что возможно, отразилось на механизме формирования весенних перестроек СЦ. На важную роль Тихоокеанской десятилетней осцилляции в динамике атмосферных и гидрологических явлений указано в работе [Мохов, 2021].

Подобная картина отмечается и над Атлантическим океаном – отрицательная корреляция на западе Атлантического океана (у побережья Северной Америки) и положительная корреляция на востоке океана. Однако здесь области значимой корреляции существенно меньше по площади, чем в Тихом океане (возможно из-за меньших размеров Атлантического океана).

Возможно, что особенности распределения приповерхностной температуры в январе-марте влияют на возникновение сильных зимних стратосферных потеплений благодаря волновому взаимодействию тропосферы и стратосферы, которые в свою очередь, оказывают влияние на сроки весенних перестроек стратосферной циркуляции, что требует специального исследования.

Известно, что сезонные перестройки СЦ сопровождаются термобарическими преобразованиями в атмосфере. С целью выявления пространственно-временных различий в полях температуры воздуха и зональной скорости ветра для широтной зоны 60–90° с.ш. и слоями атмосферы (1000–1 гПа) по данным реанализа ERA5 рассчитывались аномалии среднесуточной температуры

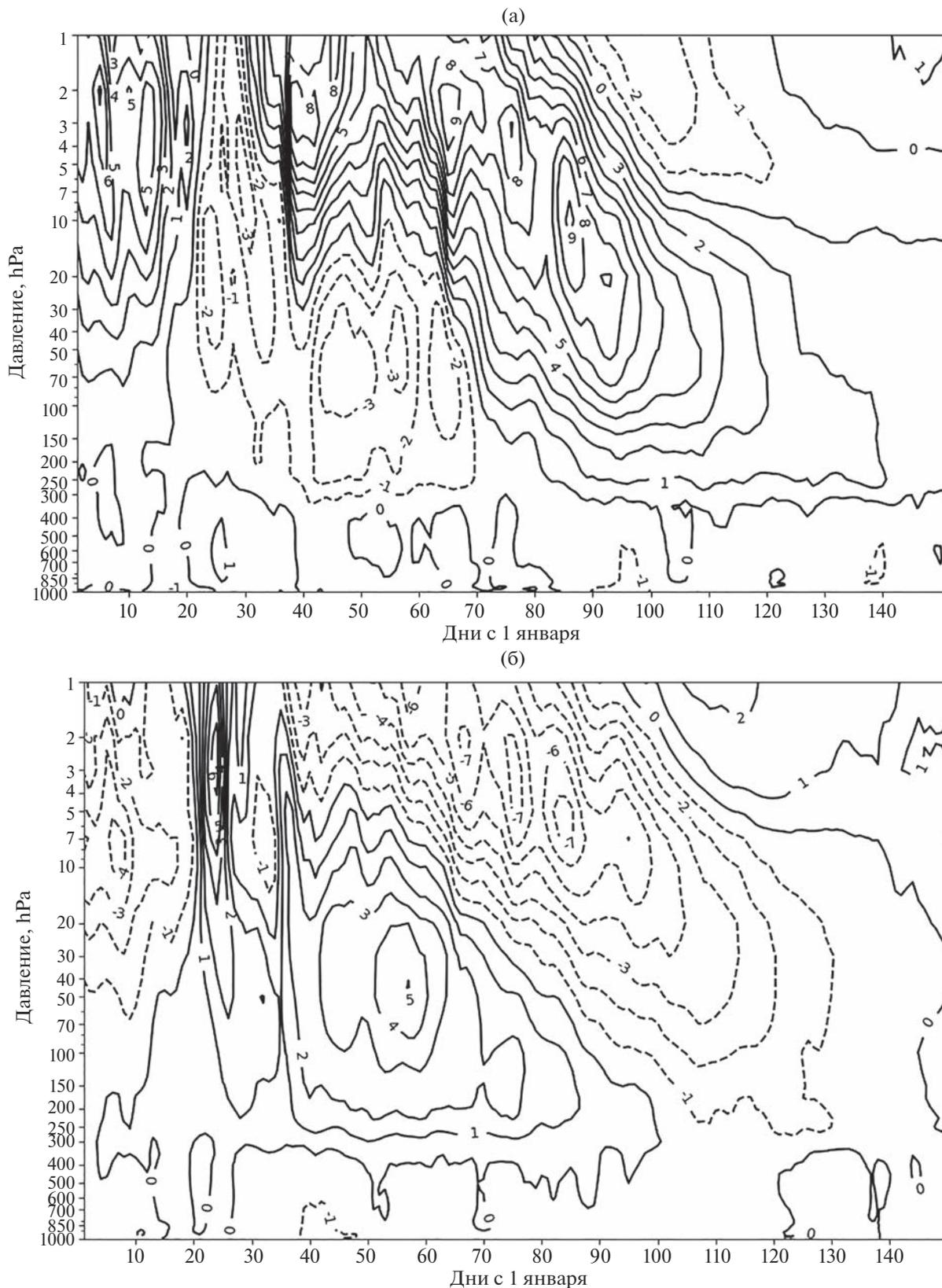


Рис. 5. Распределение в слое 1000-1 гПа в период январь-май (1979–2020 гг.) аномалий температуры (°С): а – случай ранних перестроек СЦ; б – поздние перестройки СЦ

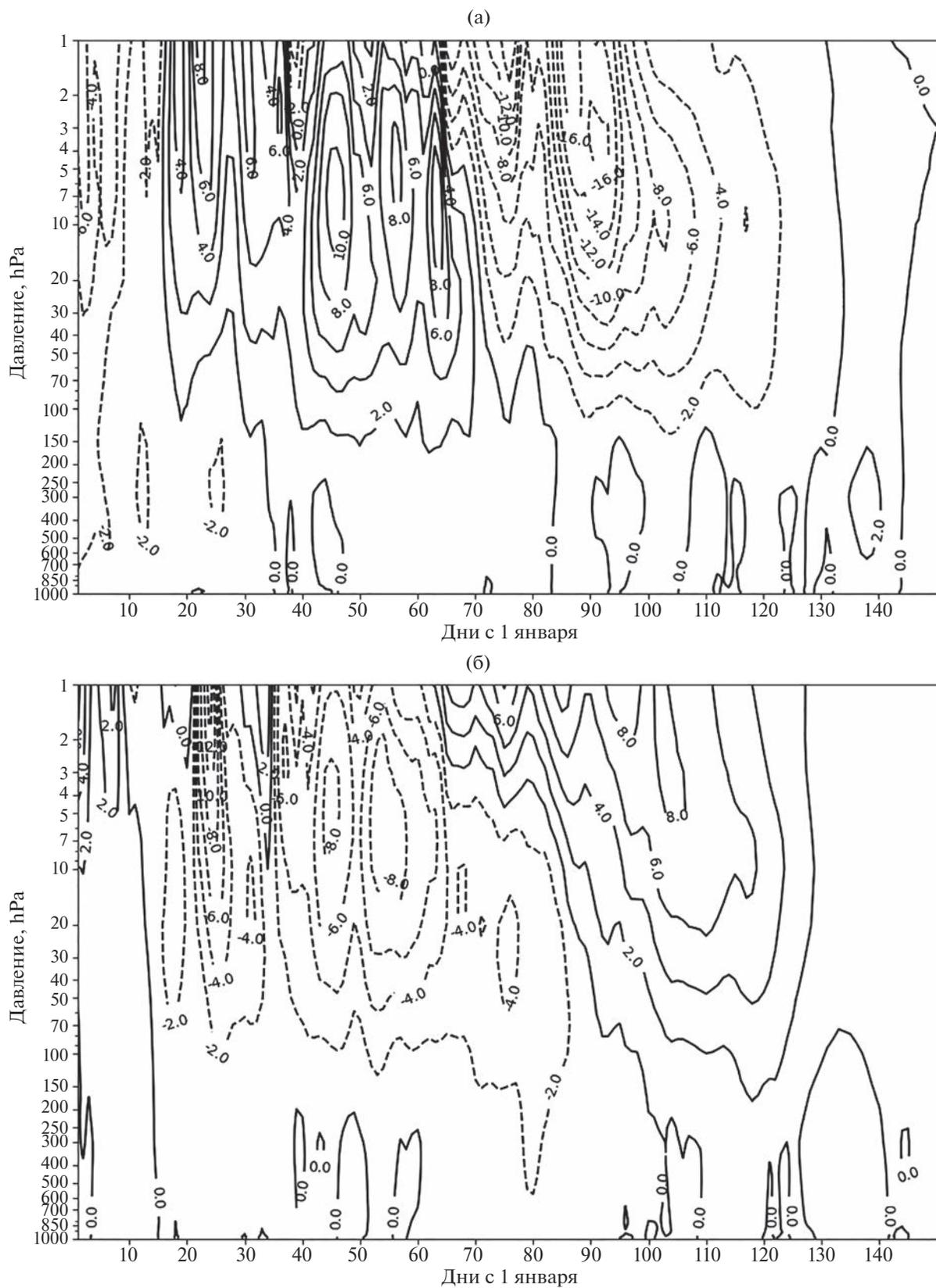


Рис. 6. Распределение в слое 1000–1 гПа в период январь–май (1979–2020 гг.) аномалий скорости ветра (м/с): а – случай ранних перестроек СЦ; б – поздние перестройки СЦ; в – разность композитов поздних и ранних перестроек (точками выделены области со значимостью 95% и более).

(В)

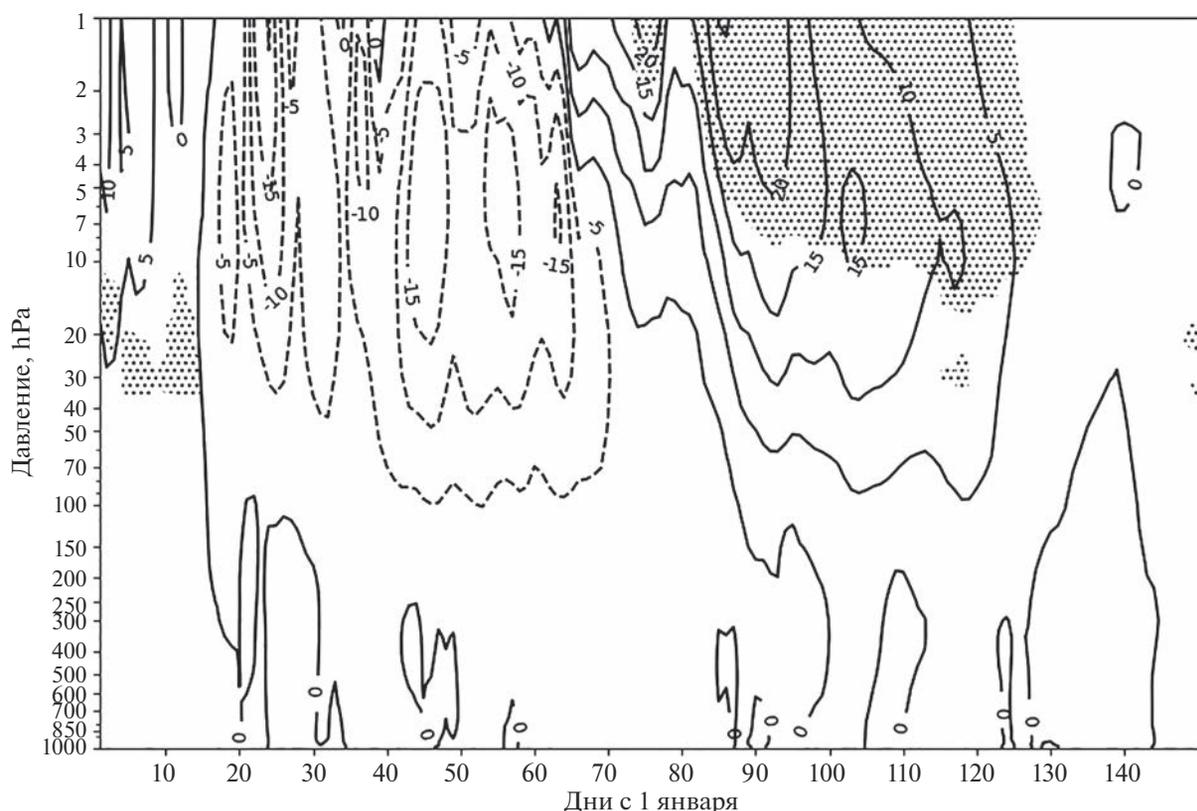


Рис. 6. Окончание

воздуха (Δt) и скорости зонального ветра (Δu) для 3-х типов сезонных перестроек СЦ – ранней, средней и поздней. В качестве временного интервала рассматривался период январь-май (с 1 января по 31 мая). Климатическая норма рассчитывалась за 1991–2020 гг.

Рассмотрим динамику аномалий среднесуточных температур воздуха в слое 1000-1 гПа в период 1 января–31 мая за 42-летний период (1979–2020 гг.) в широтной зоне 60–90° с.ш. В случае ранней перестройки в слое 300-1 гПа с 65 дня от начала года до конца мая возникает аномалия тепла, с максимумом $\Delta t = +9^\circ\text{C}$ в слое 30-4 гПа в последних числах марта (рис. 5а). В случае средних перестроек поле аномалий температуры положительно (Δt достигают до 3°C) во всей толще атмосферы от 1000 до 1 гПа в период 60–150 суток. При этом максимальные значения Δt отмечаются в слое 10-1 гПа. При поздней перестройке СЦ формируется обширный очаг отрицательных температур в период 60–120 суток от начала года (с максимумом $\Delta t = -7^\circ\text{C}$ выше уровня 10 гПа на 85 суток от начала года). Положительная аномалия температуры возникает лишь в слое 10-1 гПа ($\Delta t = 2^\circ\text{C}$) с 95 суток от начала года (рис. 5б). Следует отметить контрастность в поле температуры

в ранние и поздние перестройки СЦ. Если в первом случае формируется обширная область положительных аномалий температуры, то во втором – отрицательных. По своей структуре очаги тепла и холода имеют сходные черты. Таким образом, в случае ранней перестройки СЦ в обширной высотно-временной зоне формируется область повышенных температур (тепла), а при поздней перестройке – область холода. При этом наблюдается смещение зон тепла и холода во времени с более высоких уровней в нижние.

Анализ рассчитанных суточных аномалий зональной циркуляции Δu (м/с) для различных по срокам весенних перестроек СЦ показывает на их существенное различие. В случае ранней перестройки в широтной зоне 60–89° с.ш. в слое 50-1 гПа в феврале формируется очаг положительных аномалий зональной скорости. В начале апреля Δu достигает в слое 20-7 гПа -16 м/с (рис. 6а). В случае средней по срокам перестройки пространственно-временных контрастов в поле зональной скорости ветра не наблюдается. Лишь в слое 10-1 гПа наблюдается смена знака аномалий величины Δu . Однако, начиная, с марта в слое 5-1 гПа появляется зона отрицательных аномалий, которая в период 100–130 суток от начала года проявляется и

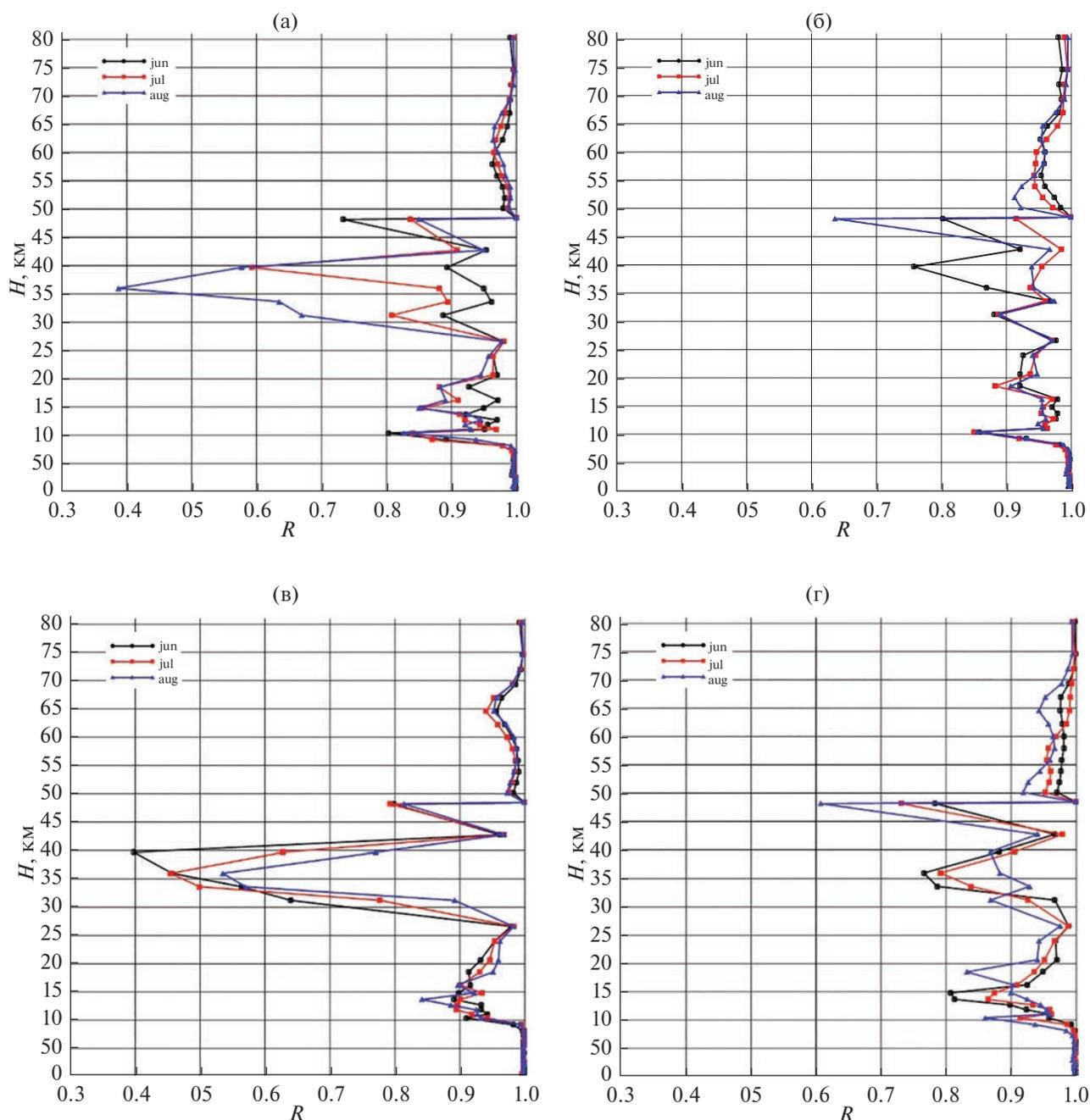


Рис. 7. Профиль коэффициента корреляции температуры соседних уровней во внетропической зоне СП.

в слое 100–1 гПа ($\Delta u = -4$ м/с). При поздней перестройке СЦ в толще 100–1 гПа формируется картина распределения Δu противоположная обстановке в случае ранней перестройки. Так, в период 20–80 сут в стратосфере преобладают очаги отрицательной аномалии u , достигающие на уровне 10 гПа значения -8 м/с. Однако, начиная с 70 суток от начала года, начиная с верхних уровней (с 1 гПа) с задержкой на более низких уровнях формируется область с положительными значениями Δu , достигающими на уровне 4 гПа 8 м/с (рис. 6б). На рис. 6в представлены разности между компо-

зитами поздних (рис. 6б) и ранних (рис. 6а) перестроек. Области значимых (t -тест, 95%) разностей выделены точками. Основные области значимых разностей соответствуют их положительным значениям, что соответствует положительным Δu для поздних перестроек и отрицательным Δu для ранних перестроек в верхней (с середины марта по апрель) и средней (первая половина января) стратосфере. Первое может быть объяснено восстановлением западной циркуляции после главных ВСП в январе–феврале.

Для оценки степени вертикальной взаимосвязанности между слоями атмосферы рассчитывались коэффициенты корреляции (r) между температурой соседних уровней для внетропической зоны СП от уровня земли до 80 км для всех месяцев 4-х сезонов — зимы, весны, лета и осени. Как видно из рис. 7, в весенние месяцы корреляция между соседними уровнями в слое 0–26 км тесная ($r > 0.8$), высокие значения величины r в слое 50–80 км ($r > 0.9$), однако в слое 26–43 км, где происходят весенние перестройки, связи между соседними уровнями ослабевают, особенно в мае. На уровне 36 км величина r в мае понижается до значения 0.39. Следует отметить, что и во все летние месяцы в слое 26–43 км наблюдается уменьшение r (в июне на уровне 40 км $r = 0.4$). Весенние и летние вертикальные профили величины r имеют внешнее сходство, особенно для мая и июня. В осенний период связи в поле температуры ослабевают под стратопаузой (в ноябре $r \sim 0.6$ на уровне 47 км). Связи между соседними уровнями с 10 до 45 км достаточно тесные (r изменяется от 0.76 до 0.98). Структура связей более сложная в слое 10–30 км, так как осенняя перестройка СЦ начинается снизу. В зимние месяцы картина наиболее однородная. Между соседними уровнями коэффициенты корреляции высокие ($r > 0.8$) и лишь под стратопаузой в декабре r понижается до 0.64. Корреляционные связи значимы, т.к. во всех случаях $r > 0.3$ (при данном объеме выборки значимыми с вероятностью 95% являются все коэффициенты $r \geq 0.31$).

В целом, как это видно из рис. 7, наиболее сложной структурой связей в поле температуры между соседними уровнями отличается весенний период, что связано с перестройками стратосферной циркуляции.

Рассмотрение профилей r рассчитанных между уровнем 1000 гПа и всеми вышележащими во внетропической зоне показывает об ослаблении связей в поле температуры между уровнями с высотой. При переходе тропопаузы r становится отрицательным, что свидетельствует о противоположном характере процессов в тропосфере и стратосфере. Так, в сентябре $r = -0.8$ на высоте 25 км.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе данных реанализа для периода 1979–2020 гг. получены количественные показатели сезонных перестроек стратосферной циркуляции на изобарических поверхностях 30, 20 и 10 гПа в широтной зоне 30–90° с.ш. Показано, что весенняя перестройка циркуляции чаще всего происходит сверху вниз, что находит свое отражение в средних многолетних значениях дат перестроек: 18 апреля на уровне 10 гПа, 19 апреля на уровне 20 гПа и 23 апреля на уровне 30 гПа. Осенняя перестройка циркуляции в стратосфере про-

исходит снизу вверх: средняя многолетняя дата осенней перестройки на уровне 30 гПа 2 сентября, на уровне 20 и 10 гПа 4 сентября. Выявлена корреляционная зависимость дат поздних весенних перестроек от наличия больших ВСП. Показано, что в период 1979–2004 гг. максимумы и минимумы весенних перестроек соответствуют максимумам и минимумам в многолетнем ходе чисел Вольфа. Рассмотрены различия между суточными аномалиями в полях температуры и зонального ветра в периоды ранних и поздних перестроек. Анализ вертикальных корреляционных связей в поле температуры воздуха показал, что в весенний период их структура более сложная, что, по-видимому, обусловлено процессом весенней перестройки СЦ.

Особенности связи режимов сезонных перестроек в стратосфере с поведением приземной температуры воздуха оценивались в рамках проекта РНФ 22-27-20080.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Агеева В.Ю., Груздев А.Н., Елохов А.С., Мохов И.И., Зуева Н.Е. Внезапные стратосферные потепления: статистические характеристики и влияние на общее содержание NO_2 и O_3 // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 5. С. 545–555.
- Бакулина Е.А., Дунаева Е.А., Урюмов А.И. Связь весенних перестроек циркуляции в стратосфере с характером процессов в тропосфере в марте-июне // Метеорология и гидрология. 2009. № 2. С. 29–37.
- Бакулина Е.А., Урюмов А.И. Весенние перестройки циркуляции в стратосфере в 1958–2003 годах // Ученые записки РГГМУ. 2008. Вып. 5. С. 25–32.
- Бугаева И.В., Рязанова Л.А. Особенности стратосферных процессов в 20-м и 21-м циклах солнечной активности // Труды ЦАО. 1987. Вып. 166. С. 61–66.
- Варгин П.Н., Володин Е.М. Анализ воспроизведения динамических процессов в стратосфере климатической моделью ИВМ РАН // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 152. № 1. С. 3–18.
- Гечайте И., Погорельцев А.И., Урюмов А.И. Волновое взаимодействие стратосфера–тропосфера как предвестник аномальных похолоданий в восточной части Балтийского региона // Ученые записки РГГМУ. 2016. Вып. 43. С. 129–139.
- Гурьянов В.В., Елисеев А.В., Мохов И.И., Переведенцев Ю.П. Волновая активность и ее изменения в тропосфере и стратосфере Северного полушария зимой в 1979–2016 гг. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 2. С. 133–146.
- Мохов И.И. Экстремальные атмосферные и гидрологические явления в российских регионах: связь с Тихоокеанской десятилетней осцилляцией // ДАН. Науки о Земле. 2021. Т. 500. № 2. С. 183–188.
- Педь Д.А. Смена типов циркуляции циркумполярного вихря в стратосфере // Труды Гидрометцентра СССР. 1973. Вып. 15. С. 26–35.
- Переведенцев Ю.П., Исмагилов Н.В., Шанталинский К.М. Сезонные перестройки циркуляции в средней

- стратосфере // Метеорология и гидрология. 1999. № 6. С. 18–27.
- Переведенцев Ю.П., Шанталинский К.М., Васильев А.А., Гурьянов В.В. Термический режим в тропосфере, стратосфере и нижней мезосфере Северного полушария в 1979–2016 гг. // Метеорология и гидрология. 2019. № 8. С. 5–20.
- Пчелко И.Г. Об образовании и эволюции летнего стратосферного антициклона в Северном полушарии // Метеорология и гидрология. 1959. № 12. С. 3–9.
- Савенкова Е.Н., Погорельцев А.И. Межгодовая и климатическая изменчивость сроков весенней перестройки циркуляции стратосферы // Ученые записки РГГМУ. 2010. Вып. 11. С. 53–62.
- Тарасенко Д.А. Структура и циркуляция стратосферы и мезосферы Северного полушария. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 287 с.
- Холтон Дж.Р. Динамическая метеорология стратосферы и мезосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 224 с.
- Ayarzagüena B., Palmeiro F.M., Barriopedro D., Calvo N., Langematz U., Shibata K. On the representation of major stratospheric warmings in reanalyses // Atmos. Chem. Phys. 2019. V. 19. P. 9469–9484. <https://doi.org/10.5194/acp-19-9469-2019>
- Baldwin M., Birner T., Brasseur G., Burrows J., Butchart N., Garcia R., Geller M., Gray L., Hamilton K., Harnik N., Hegglin M., Langematz U., Robock A., Sato K., Scaife A. 100 Years of Progress in Understanding the Stratosphere and Mesosphere // Meteorological Monographs. 2019. V. 59. P. 27.1–27.61. <https://doi.org/10.1175/AMSMONOGRAPHS-D-19-0003.1>
- Baldwin M., Ayarzagüena B., Birner T., Butchart N., Butler A., Charlton-Perez A., Domeisen D., Garfinkel C., Gamy H., Gerber E., Hegglin M., Langematz U., Pedatella N. Sudden Stratospheric Warmings. // Rev. Geophys. 2021. V. 58. e2020RG000708. <https://doi.org/10.1029/2020RG000708>
- Hersbach H., Bell B., Berrisford P. et al. The ERA5 global reanalysis // QJR Meteorol Soc. 2020. V. 146. P. 1999–2049.
- Kidston J., Scaife A., Hardiman S., Mitchell D., Butchart N., Baldwin M., Gray L. Stratospheric influence on tropospheric jet streams, storm tracks and surface weather // Nature Geoscience. 2015. V. 8. P. 433–440. <https://doi.org/10.1038/ngeo2424>
- Pogoreltsev A., Savenkova E., Aniskina O., Ermakova T., Chen W., Wei K. Interannual and intraseasonal variability of stratospheric dynamics and stratosphere-troposphere coupling during northern winter // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2015. V. 136. P. 187–200. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.08.008>

Seasonal Variations in Stratospheric Circulation and Interactions between the Troposphere and the Stratosphere

Y. P. Perevedentsev¹, *, N. V. Ismagilov¹, N. A. Mirsaeva¹, V. V. Guryanov¹, A. A. Nikolaev¹, and K. M. Shantalinsky¹

¹Kazan (Volga Region) Federal University, 18 Kremlevskaya St., Kazan, 420008 Russia

*e-mail: ypereved@kpfu.ru

Based on the data of the ERA5 reanalysis, the dates of spring and autumn rearrangements of the stratospheric circulation on isobaric surfaces of 30, 20 and 10 gPa in the latitude zone of 30–90° C. in the period 1979–2020 were obtained. Of the 42 cases of spring restructuring, 10 belong to the early, 15 to the middle and 17 to the late. The spread in the dates of spring rearrangements on the surface of 10 hPa is 69 days. Most often, the spring restructuring of the circulation occurs from top to bottom, in some years, the delay of spring restructuring on the surface of 30 gPa relative to the surface of 10 gPa reaches 22–25 days. Autumn perestroika takes place from the bottom up and their terms at the 3 levels under consideration are close to each other. The relationship between the timing of the spring restructuring of the stratospheric circulation with solar activity and large sudden winter stratospheric warming is shown. Analysis of the fields of anomalies of daily temperature values and zonal wind velocity in the 1000–1 hPa layer in the period January–May showed their significant spatio-temporal difference in the case of early and late spring perestroika. Thus, foci of positive anomalies of temperature and wind speed are formed initially in the upper stratosphere, and then shifted from top to bottom. The interrelations between the layers of the atmosphere in different seasons are considered.

Keywords: stratospheric circulation, seasonal changes in circulation, solar activity, reanalysis data, temperature and wind speed anomalies, correlation

УДК 550.385.37:550.388

АТМОСФЕРНЫЕ ПЛАНЕТАРНЫЕ ВОЛНЫ НА ИОНОСФЕРНЫХ ВЫСОТАХ ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИИ МОСКВА (ИЗМИРАН)

© 2023 г. С. А. Рябова^{a, b, *}, С. Л. Шалимов^a

^aИнститут физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1, Москва, 123242 Россия

^bИнститут динамики геосфер имени академика М.А. Садовского РАН,
ул. Ленинский проспект, 38, корпус 1, Москва, 119334 Россия

*e-mail: ryabovasa@mail.ru

Поступила в редакцию 11.03.2023 г.

После доработки 08.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

По данным мониторинга горизонтальной компоненты индукции геомагнитного поля и высотно-частотного зондирования критической частоты F-слоя ионосферы на обсерватории “Москва” исследованы вариации ионосферного тока в нижней ионосфере и плотности плазмы верхней ионосферы. Показано, что в спектрах временных вариаций геомагнитного поля и критической частоты F2-слоя в диапазоне планетарных волн в зимний период присутствуют как гармоники, связанные с солнечной активностью, так и гармоники, соответствующие квази-5, 10 и 16-дневным планетарным волнам. Привлечение данных регистрации геомагнитного поля за двадцатилетний временной интервал (с 2001 по 2020 гг.) позволило выделить более тонкие эффекты, а именно, выделены гармоники, связанные с модуляционным воздействием более длиннопериодных вариаций и приливным воздействием.

Ключевые слова: планетарные волны, вариации плотности ионосферной плазмы, вариации магнитного поля Земли, модуляция, лунно-солнечный прилив

DOI: 10.31857/S0002351523060081, **EDN:** OQSNVN

ВВЕДЕНИЕ

К планетарным волнам относят любые возмущения метеорологических параметров (температуры, ветра, плотности и давления), периодические по долготе или по времени, имеющие зональный (вдоль широты) масштаб порядка радиуса Земли и временной масштаб заметно превышающий период обращения Земли вокруг своей оси [Дикий, 1969]. Обычно регистрируют возмущения атмосферных параметров в диапазоне периодов $T \approx 4.5\text{--}6.2$ дня, $T \approx 7.5\text{--}12$ дней, $T \approx 11\text{--}21$ день. В соответствии с теоретическим подходом эти возмущения принято называть квази-5-дневными, квази-10-дневными и квази-16-дневными волнами. Наиболее интенсивными в спектре являются квази-16-дневные волны.

По-видимому, первыми наблюдениями ионосферных вариаций с периодами, типичными для атмосферных планетарных волн (5, 10 и 16 дней) можно считать обнаружение 5-дневных вариаций

ионосферного поглощения радиоволн (D-область), которые ассоциировались с одновременными 5-дневными волнами в стратосфере [Fraser, 1977]. Позднее по наземным наблюдениям были зарегистрированы квази-16-дневные осцилляции горизонтальной компоненты магнитного поля и одновременные осцилляции критической частоты ионосферного слоя F [Forbes and Leveroni, 1992]. Эти осцилляции предлагалось рассматривать как следствие проникновения энергии планетарных волн на высоты ионосферы. Также по наземным наблюдениям были зарегистрированы квази-16-дневные осцилляции горизонтальной компоненты магнитного поля, которым с опережением в 1 мес. предшествовали осцилляции давления на высотах стратосферы [Kohsiek et al., 1995].

Вместе с тем, моделирование распространения планетарных волн в верхнюю атмосферу [Nagan et al., 1993] и эксперимент [Deng et al., 1997] показывают невозможность проникновения этих возмущений существенно выше 100 км. Поэтому появлению определенности в вопросе о передаче энергии планетарных волн на высоты ионосферы могут способствовать только дальнейшие экспериментальные исследования с обнаружением вари-

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.).

аций ионосферных параметров в диапазоне периодов этих волн, либо наземная регистрация вариаций геомагнитного поля в указанном диапазоне. В последнем случае вариации обусловлены воздействием планетарных волн на токи, протекающие в нижней ионосфере.

В настоящей работе с использованием результатов геомагнитного мониторинга и вертикального зондирования на обсерватории “Москва”, а также методов спектрального анализа исследованы спектральные гармоники в диапазоне периодов от 4 до 40 сут. Кроме того, выполнен детальный анализ спектра в диапазоне периодов от 12.5 до 17 сут по данным регистрации магнитного поля Земли с 2001 по 2020 гг.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

При проведении настоящих исследований привлекались данные геомагнитного мониторинга и высотно-частотного зондирования на обсерватории “Москва”. Обсерватория расположена в 18 км от города Москвы, в селе Красная Пахра (Московская область), на территории Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН). Географические координаты: 55.47° с.ш., 37.32° в.д.

В качестве исходных данных, отражающих вариации ионосферного тока на высотах нижней ионосферы около 100 км (E слой), использовались результаты инструментальных наблюдений за вариациями горизонтальной компоненты индукции геомагнитного поля. Нами была выбрана эта компонента, поскольку результаты наших предыдущих исследований с привлечением данных инструментальных наблюдений за геомагнитными вариациями на Геофизической обсерватории “Михнево” Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института динамики геосфер им. академика М.А. Садовского Российской академии наук [Riabova and Shalimov, 2020; Рябова и Шалимов, 2021б] и на Центральной геофизической обсерватории “Бельск” Геофизического института Польской академии наук [Рябова и Шалимов, 2022] свидетельствуют о проявлении влияния атмосферных волн на ионосферную плазму именно в спектре горизонтальной компоненты геомагнитного поля.

Обсерватория “Москва” обладает широким техническим оснащением для измерения компонент магнитного поля Земли. Использовались данные, представленные на сайте международного проекта SuperMag [Gjerloev, 2012]. По результатам данных геомагнитного мониторинга были сформированы цифровые ряды вариаций горизонтальной компоненты индукции геомагнитного поля с дискретизацией 1 час (как средние арифме-

тические значения 1-минутных данных за 1 час) за двадцатилетний период (с 2001 по 2020 гг.) и с дискретизацией 1 мин за два временных интервала (декабрь 2014 г.—февраль 2015 г., декабрь 2018 г.—февраль 2019 г.).

В качестве параметра, отражающего вариации плотности плазмы F-слоя ионосферы, использовались данные о вариациях критической частоты F2-слоя, полученные в ходе вертикального зондирования цифровым ионозондом DPS-4. Технические характеристики ионозонда: импульсный доплеровский радиолокатор, мощность 300 Вт, длительность зондирующего импульса 533 мкс. Зондирование выполняется каждые 15 мин. Ионограммы с результатами их автоматической обработки размещены на сайте ИЗМИРАН [<http://www.dsp.izmiran.ru>].

При проведении настоящих исследований в процессе анализа экспериментальных данных каждая ионограмма подвергалась ручной обработке и интерпретации по методике URSI [Руководство, 1977]. Следует отметить, что определение ионосферных характеристик, в том числе критической частоты F2-слоя, часто было затруднительно. При анализе ионограмм отсутствие измерений или сомнительность в правильности определения критической частоты F2-слоя (при дальнейшей обработке и анализе были исключены) помечались в соответствии с принятыми обозначениями [Wakai et al., 1987].

В результате обработки ионограмм были сформированы неэквидистантные цифровые ряды значений критической частоты F2-слоя с дискретизацией 15 мин за два временных интервала (декабрь 2014 г.—февраль 2015 г., декабрь 2018 г.—февраль 2019 г.).

С целью получения информации о частотном составе исследуемых цифровых рядов в настоящей работе использовался метод спектрального оценивания неэквидистантных рядов, предложенный Ломбом [Lomb, 1976] и впоследствии модернизированный Скарглом [Scargle, 1982]. В основе метода Ломба-Скаргла лежит аппроксимация методом наименьших квадратов ((МНК)-аппроксимация) сигнала гармоническими функциями, при этом спектральная оценка данных происходит по самим точкам отсчетов, а не по временным промежуткам, что позволяет сигналу иметь переменный шаг дискретизации. Подробно метод Ломба-Скаргла описан в работе [Рябова и Шалимов, 2021а].

С целью получения детальной информации о частотном составе исследуемых цифровых рядов мы использовали спектральный анализ на основе построения авторегрессионной модели с решением уравнений Юла-Уокера [Сергиенко, 2011] методом Левинсона-Дурбина [Durbin, 1960; Levinson, 1946]. Этот метод подбирает авторегрессионную модель к

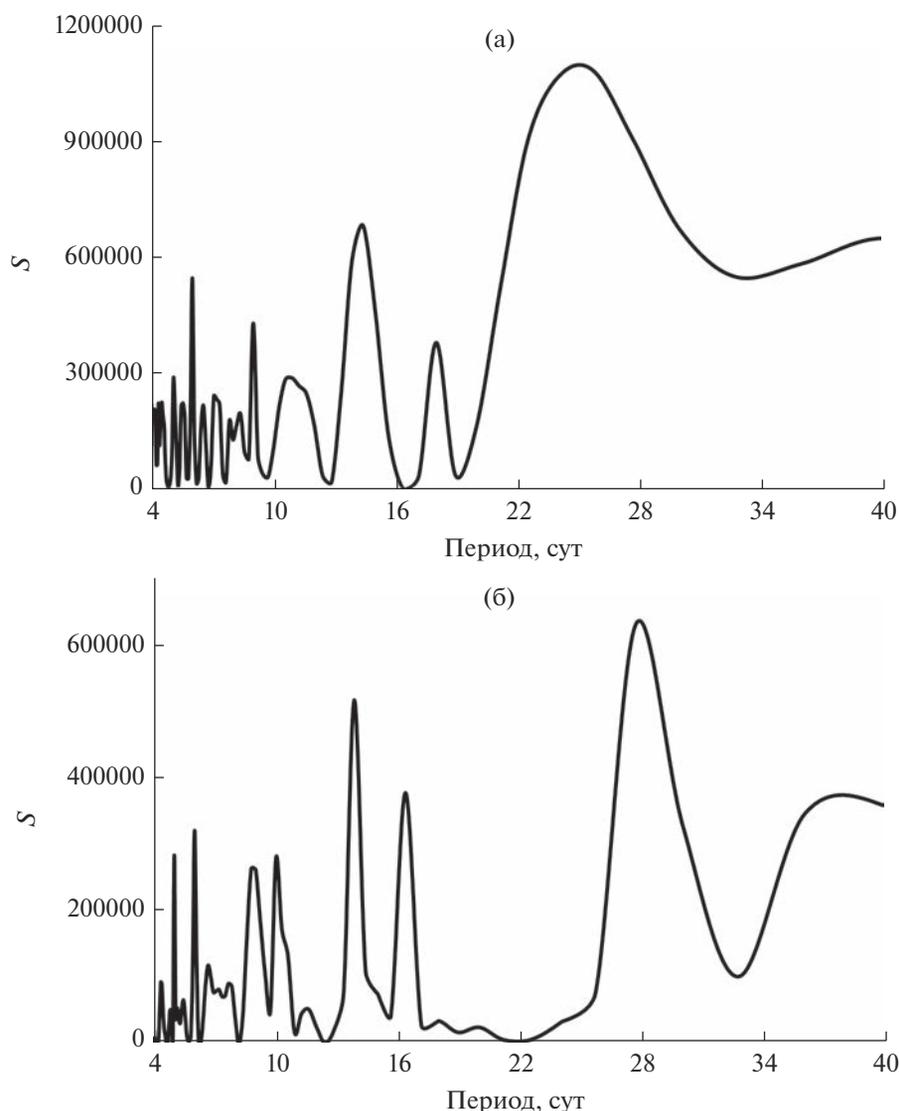


Рис. 1. Периодограммы вариаций горизонтальной компоненты индукции геомагнитного поля, зарегистрированных на обсерватории “Москва” с 01.12.2014 г. по 28.02.2015 г. (а) и с 01.12.2018 г. по 28.02.2019 г. (б), в диапазоне периодов от 4 до 40 сут.

входным данным путем минимизации ошибки предсказания методом наименьших квадратов, в итоге мы получаем систему уравнений Юла-Уокера. Подробно алгоритм параметрического оценивания описан в работах [Рябова и Спивак, 2018; Riabova and Shalimov, 2020; Рябова и Шалимов, 2021б].

Представление результатов спектрального анализа оформлено в виде периодограмм (зависимость спектральной плотности мощности S от периода).

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

В ходе настоящих исследований были оценены спектры вариаций горизонтальной компоненты индукции геомагнитного поля и значений ча-

стоты F2-слоя за периоды с 01.12.2014 г. по 28.02.2015 г. и с 01.12.2018 г. по 28.02.2019 г.

Фрагменты спектров вариаций горизонтальной составляющей геомагнитного поля H для зимних периодов 2018–2019 гг. (низкая солнечная активность) и 2014–2015 гг. (высокая солнечная активность) представлены на рис. 1. Как видно из данных, приведенных на рис. 1, спектр геомагнитных вариаций за зимний период 2018–2019 гг. характеризуется рядом спектральных гармоник в диапазоне периодов от 4 до 40 сут. Самая большая по амплитуде спектральная гармоника с периодом ~ 24 сут соответствует 27-суточной периодичности (период Каррингтона). В спектре удалось идентифицировать спектральные пики с периодами ~ 14.4 , 9 и 6 сут, соответствующими периодам первой, второй и третьей гармоник 27-суточ-

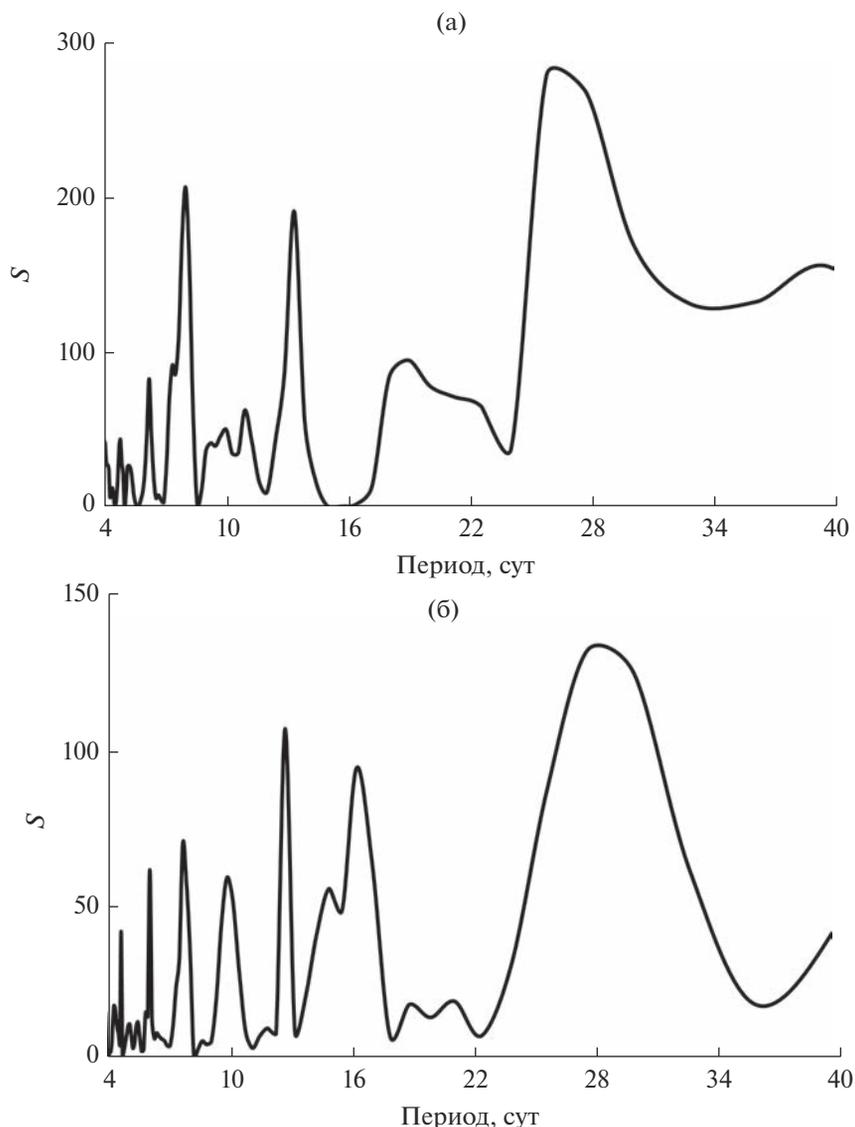


Рис. 2. Периодограммы вариаций f_0F_2 , определенных по ионограммам, полученным с ионозонда на обсерватории “Москва” с 01.12.2014 г. по 28.02.2015 г. (а) и с 01.12.2018 г. по 28.02.2019 г. (б), в диапазоне периодов от 4 до 40 сут.

ной периодичности, а также пики с периодами ~ 18 , 10 и 5 сут, близкие к периодам квази-16-дневной, квази-10-дневной и квази-5-дневной планетарным волнам соответственно.

Анализ результатов спектрального оценивания геомагнитных вариаций, зарегистрированных в период с декабря 2014 г. по февраль 2015 г., демонстрирует, что в спектре в период максимума 24-ого цикла солнечных пятен в целом проявляются те же гармоники, что и в спектре, рассчитанном за период с декабря 2018 г. по февраль 2019 г. По сравнению со спектром, вычисленным по данным за зимний период 2018–2019 гг., в спектре за зимний период 2014–2015 гг. значительнее проявление 27-суточной периодичности и ее двух гармоник. Интенсивность спектральных гармоник, соответствующих квази-16-дневной,

квази-10-дневной и квази-5-дневной планетарным волнам практически не зависит от уровня солнечной активности.

Фрагменты спектров вариаций критической частоты F2-слоя ионосферы для зимних периодов 2018–2019 гг. (низкая солнечная активность) и 2014–2015 гг. (высокая солнечная активность) представлены на рис. 2. Спектральный анализ цифрового ряда значений критической частоты F2-слоя за зимний период 2018–2019 гг. выявил следующие спектральные пики: пик (~ 27.7 сут), соответствующий 27-суточной периодичности; пики (~ 13.3 , 7.8 и 6.2 сут), обусловленные гармониками 27-суточной периодичности; пики с периодами ~ 16.4 , 10.2 и 4.8 сут, соответствующие квази-16-дневной, квази-10-дневной и квази-5-дневной планетарным волнам.

Аналогичные результаты были получены при спектральном анализе временных вариаций f_oF_2 за период с декабря 2014 г. по февраль 2015 г. В отличие от спектра за зимний период 2018–2019 гг. в спектре за зимний период 2014–2015 гг. пики, соответствующие 27-суточной периодичности и ее гармоникам, проявляются ярче. Как и в случае спектров вариаций горизонтальной компоненты геомагнитного поля, интенсивность спектральных пиков квази-16-дневной и квази-10-дневной планетарных волн не зависит от солнечной активности.

Отметим, что зависимость интенсивности 27-суточных вариаций плотности плазмы в верхней ионосфере от уровня солнечной активности (максимуму солнечной активности соответствуют более интенсивные вариации) отмечалась ранее в работах [Афраймович и др., 2008; Носке, 2008]. В настоящей работе аналогичная зависимость устанавливается и для магнитных вариаций.

В целом, результаты спектрального анализа, выполненного на основе метода Ломба-Скаргла, показали, что временные вариации параметров H и f_oF_2 демонстрируют наличие волновых процессов с периодом порядка 5–6 сут, а также более длительных – с периодом ~10–13 и 23–30 сут. В спектрах присутствуют как гармоники, связанные с солнечной активностью, так и гармоники, соответствующие планетарным волнам Россби.

Кроме рассмотренных процессов на формирование вариаций могут оказывать влияние и другие процессы, например, такие как, приливное воздействие (широко известны, в диапазоне 12.5–17 сут, деклинационная волна, приливная волна M_{sf}) [Адушкин и др., 2021; Riabova, 2018].

С целью получения детальной информации о частотном составе вариаций геомагнитного поля был проведен параметрический спектральный анализ данных мониторинга геомагнитного поля за двадцатилетний период наблюдений в диапазоне от 12.5 до 17 сут.

Вычисленный спектр горизонтальной компоненты геомагнитного поля за период с 2001 по 2020 г. в диапазоне квази-16-дневной периодичности приведен в диапазоне периодов от 12.5 до 14 сут (рис. 3а) и от 14 до 17 сут (рис. 3б). Как видно из рис. 3, спектр геомагнитных вариаций характеризуется очень широким рядом спектральных гармоник в диапазоне периодов от 12.5 до 17 сут. Проведем интерпретацию частотного состава геомагнитных вариаций. Самая большая по амплитуде спектральная гармоника (рис. 3а) с периодом 13.66 сут соответствует первой гармонике 27 суточной периодичности с периодом примерно две недели (полупериод Каррингтона). В спектре удается идентифицировать следующие большие по амплитуде гармоники: две гармоники с периодами 13.79 и 14.70 сут, соответствующими периодам

приливных волн; гармонику с периодом 16.26 сут, близкую к периоду квази-16-дневной планетарной волны (рис. 3б).

Учитывая, что одни колебания могут накладываться на другие, можно ожидать, что в спектре могут присутствовать спектральные гармоники, обусловленные модуляционным воздействием длиннопериодных циклов на короткопериодные вариации. Если привлечь формулу для амплитудно-модулируемого сигнала [Андреев, 1982; Рябова и Спивак, 2018], то получаем, что колебание с амплитудной модуляцией представляет собой сумму трех колебаний.

Исходя из этого, можно объяснить наличие в спектре, приведенном на рис. 3, спектральных гармоник, равноотстоящих от центральной гармоники с периодом ~13.66 сут (двухнедельной гармоники 27-суточной периодичности), с периодами ~12.67 и 14.72 сут – модуляцией двухнедельной гармоники полугодовой вариацией; с периодами ~13.14 и 14.17 сут – модуляцией двухнедельной гармоники годовой вариацией; с периодами ~13.61 и 13.68 сут – модуляцией двухнедельной гармоники 11-летним циклом. Кроме того, в спектре, представленном на рис. 3, хорошо выделяются спектральные гармоники, которые по периодам соответствуют модуляционному воздействию длиннопериодных циклов на приливные волны и 16-дневную планетарную волну. Гармоники, равноотстоящие от гармоники с периодом ~13.79 сут (деклинационная приливная волна), с периодами ~12.82 и 14.84 сут можно объяснить модуляцией приливной волны полугодовой вариацией; с периодами ~13.28 и 14.31 сут – модуляцией приливной волны годовой вариацией; с периодами ~13.72 и 13.84 сут – модуляцией приливной волны 11-летним циклом. Для M_{sf} приливной волны (14.7 сут) также удается выделить значимые спектральные гармоники, которые соответствуют модуляционному влиянию на M_{sf} приливную волну полугодовой вариацией (13.63 и 15.92 сут), годовой вариацией (15.47 и 14.14 сут) и 11-летним циклом (14.79 и 14.55). В спектре удалось идентифицировать гармоники, соответствующие модуляции планетарной волны (рис. 3б): гармонику с периодами ~14.94 сут – модуляция полугодовой вариацией; гармоники с периодами ~15.56 и 16.98 сут – модуляцией годовой вариацией и гармоники с периодами ~16.15 и 16.32 сут – 11-летним циклом.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Полученные в настоящей работе результаты, указывающие на существование вариаций ионосферных параметров в диапазоне планетарных волн (квази-5, 10 и 16-дневных) как в нижней, так и в верхней ионосфере, на первый взгляд пред-

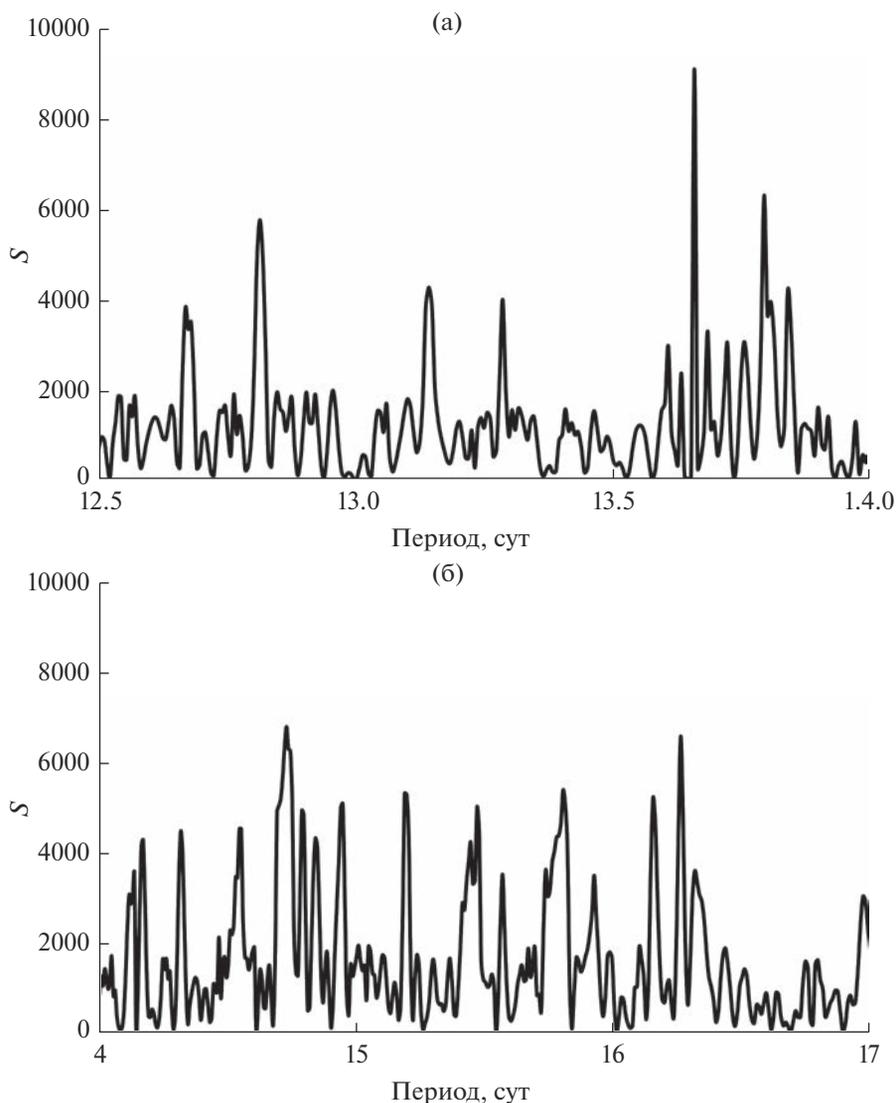


Рис. 3. Периодограммы вариаций горизонтальной компоненты индукции геомагнитного поля, зарегистрированных на обсерватории “Москва” с 2001 г. по 2020 г. в диапазоне периодов от 12.5 до 14 сут (а) и от 14 до 17 сут (б).

ставляются необъяснимыми, если учесть, что моделирование распространения планетарных волн в верхнюю атмосферу [Hagan et al., 1993] и эксперимент [Deng et al., 1997] указывают на невозможность проникновения этих возмущений существенно выше 100 км.

Вместе с тем, само появление планетарных волн, зарождающихся в нижней и средней атмосфере, на высотах мезосферы в зимний период можно объяснить, учитывая различное влияние восточных и западных ветров на распространение планетарной волны [Charney and Drazin, 1961]. В частности, стационарные планетарные волны могут переносить энергию вверх, но только при наличии западных зональных ветров в стратосфере, имеющих скорость меньше определенного порога (если это не так, то наличие волн даже большой

амплитуды в атмосфере ещё не гарантирует их появление на высотах ионосферы). Подобная ситуация имеет место в периоды равноденствия, но ослабляющее действие радиационных и фотохимических процессов сдвигает период наблюдения максимальных амплитуд волн в средней атмосфере на зимний период [Данилов и др., 1987]. Численное моделирование (см., например, [Salby, 1984; Koval et al., 2022]), также показывает, что амплитуда квази-16-дневных планетарных волн должна быть больше в период местной зимы. Летом же зональные ветры в стратосфере восточные, так что проникновение планетарных волн в этот период выше стратосферы затруднено.

Рассмотрим возможные физические процессы, которые могли бы объяснить появление вариаций ионосферных параметров в диапазоне пла-

нетарных волн. Заметим, что регистрируемый на земле магнитный сигнал может зависеть не только от скорости нейтрального ветра, но и от проводимости. Действительно, регистрируемые наземными станциями вариации H -компоненты магнитного поля δH пропорциональны (в пренебрежении продольным током [Rishbath and Garriott, 1969]) плотности ионосферного тока, поэтому можно написать, что:

$$\delta H \sim (\delta\sigma_c E_\lambda + \sigma_c \delta E_\lambda) h,$$

где σ_c – проводимость Каулинга, E_λ – зональная компонента электрического поля, h – эффективная толщина токового слоя. Поскольку $\sigma_c = \sigma_p (1 + \sigma_H^2 / \sigma_p^2)$, где $\sigma_{p,H}$ – соответственно педерсеновская и холловская проводимости, и обычно в нижней ионосфере $\sigma_H \gg \sigma_p$, а педерсеновская проводимость пропорциональна электронной плотности $\sigma_p \sim n$, где n – плотность плазмы, то получим $\delta\sigma_c \sim -\delta n / n^2$. В то же время, в зональное поле вносят вклад внешнее, поляризованное и индукционное поля (полное поле \mathbf{E}_t равно $\mathbf{E}_t = (\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B})$, где \mathbf{U} – скорость ветра) и можно принять, что $\delta E_\lambda \sim \delta U$. Таким образом, вариации H -компоненты магнитного поля могут быть обусловлены преобладающим изменением либо проводимости, либо скорости ветра.

Для спокойных условий вариации электростатического поля в нижней ионосфере (E-области), обусловленные изменениями скорости ветра, могут отображаться в области F (с точностью до неоднородностей порядка нескольких км [Kelley, 1989]); это тем более верно для масштабов планетарных волн. В свою очередь, электрические поля в области F вызывают дрейф заряженных частиц. Если плазма дрейфует вверх, высота максимума слоя повышается, а поскольку по мере увеличения высоты уменьшается скорость рекомбинации ионов, то равновесная концентрация электронов будет увеличиваться. Обратная картина будет наблюдаться при дрейфе плазмы, направленном вниз. Таким образом, посредством электромагнитной связи в этом случае могут происходить практически синхронные вариации в нижней и верхней ионосфере.

Следует отметить, что, несмотря на установленную в настоящей работе слабую зависимость интенсивности вариаций магнитного поля и плотности плазмы в диапазоне периодов планетарных волн от уровня солнечной активности, полностью влияние солнечного воздействия нельзя исключить (например, посредством магнитных бурь или вариаций параметров солнечного ветра). В частности, корреляционный анализ одновременных наблюдений со спутников GPS и на магнитных наземных станциях [Шалимов и Лапшин, 2008]

показал присутствие практически синхронных вариаций в указанном диапазоне периодов компонент геомагнитного поля и полного электронного содержания в ионосфере как в спокойный, так и возмущенный периоды. Соответственно, исследования по влиянию солнечного воздействия на возмущения ионосферы в диапазоне планетарных волн, по-видимому, необходимо продолжить.

Другой механизм, который способен объяснить появление вариаций плотности плазмы с периодами планетарных волн в ионосфере, затрагивает модуляцию планетарными волнами приливов, способных распространяться на ионосферных высотах. Подобный механизм был предложен для объяснения модуляции приливов 10-дневной планетарной волной [Lawrence and Jarvis, 2001].

Перечисленные механизмы, скорее всего, не исчерпывают все возможности передачи энергии планетарных волн в ионосферу. В частности, такие экспериментальные результаты, как появление в летней ионосфере квази-2-дневных и квази-5-дневных вариаций ионосферных параметров, а также различие зональных волновых чисел волн одного периода, регистрируемых в мезосфере и в ионосферном слое E (см., например, обзор [Шалимов, 2018]) рассмотренные механизмы не описывают.

Подводя итог, отметим: результаты проведенных в настоящей работе исследований показывают, что в спектрах временных вариаций геомагнитного поля (наблюдаемых на земной поверхности и обусловленных вариациями ионосферных токов) и критической частоты F2-слоя в диапазоне планетарных волн в зимний период времени присутствуют как гармоники, связанные с солнечной активностью, так и гармоники, соответствующие квази-5, 10 и 16-дневным планетарным волнам. Кроме того, в спектре вариаций горизонтальной компоненты индукции геомагнитного поля, зарегистрированных с 2001 по 2020 г., в диапазоне периодов от 12.5 до 17 сут выделены гармоники, связанные с модуляционным воздействием более длиннопериодных вариаций и приливным воздействием. Это свидетельствует о важности переноса энергии атмосферными волнами на ионосферные высоты и влиянии их на динамические и электродинамические процессы в ионосфере.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В., Рябова С.А., Спивак А.А. Геомагнитные эффекты природных и техногенных процессов. М.: ГЕОС, 2021. 264 с.
- Андреев В.С. Теория нелинейных электрических цепей: Учебник для вузов. М.: Радио и связь, 1982. 280 с.
- Афраймович Э.Л., Астафьева Э.И., Живетьев И.В., Ойнац А.В., Ясюкевич Ю.В. Глобальное электронное

- содержание в 23-м цикле солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. Т. 48. № 2. С. 195–208.
- Данилов А.Д., Казимировский Э.С., Вергасова Г.В., Хачикян Г.Я. Метеорологические эффекты в ионосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 272 с.
- Дикий Л.А. Теория колебаний земной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1969. 192 с.
- Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. Под редакцией П.В. Медниковой. М.: Наука, 1977. 342 с.
- Рябова С.А., Спивак А.А. Исследование атмосферного прилива по данным регистрации барических вариаций на среднеширотной обсерватории “Михнево” // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2018. № 4. 1840406.
- Рябова С.А., Шалимов С.Л. О вариациях параметров плазмы ионосферы, наблюдаемых посредством ионозонда и на магнитной станции в диапазоне периодов планетарных волн // Физика Земли. 2021а. № 6. С. 122–130.
- Рябова С.А., Шалимов С.Л. О геомагнитных вариациях, наблюдаемых на поверхности Земли в диапазоне периодов планетарных волн // Физика Земли. 2021б. № 16. С. 51–60.
- Сергиенко А.Б. Цифровая обработка сигналов: учеб. пособие. 3-е изд. СПб.: БХВ Петербург. 2011. 756 с.
- Шалимов С.Л., Лапшин В.М. Планетарные волны по одновременным наблюдениям со спутников GPS и на магнитных наземных станциях // Космич. исслед. 2008. Т. 46. № 3. С. 195–200.
- Шалимов С.Л. Атмосферные волны в плазме ионосферы. М.: ИФЗ РАН, 2018. 390 с.
- Charney J.G., Drazin P.G. Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere // J. Geophysical Research. 1961. V. 66. № 1. P. 83–109.
- Deng W., Salah J.E., Clar R.R. et al. Coordinated global radar observations of tidal and planetary waves in the mesosphere and lower thermosphere during January 20–30, 1993 // J. Geophysical Research. 1997. V. 102. № A4. P. 7307–7318.
- Durbin J. The fitting of time series models // Rev. Intern. Stat. Inst. 1960. V. 28. P. 233–244.
- Forbes J.M., Leveroni S. Quasi 16-day oscillation of the ionosphere // Geophysical Research Letters. 1992. V. 19. P. 981–984.
- Fraser G. The 5-day wave and ionospheric absorption // J. Atmospheric and Terrestrial Physics. 1977. V. 39. P. 121–124.
- Gjerloev J.W. The SuperMAG data processing technique // J. Geophysical Research: Atmospheres. 2012. V. 117. № A9. <https://doi.org/10.1029/2012JA017683>
- Hagan M.E., Forbes J.M., Vial F. Numerical investigation of the propagation of the quasi-two-day wave into the lower thermosphere // J. Geophysical Research. 1993. V. 98. P. 23193–23205.
- Hocke K. Oscillations of global mean TEC // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. A04302. <https://doi.org/10.1029/2007JA012798>
- Kelley M.C. The Earth’s ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics, Academic Press. 1989. 487 p.
- Kohsiek A., Glassmeier K.H., Hirooka T. Periods of planetary waves in geomagnetic variations // Annales Geophysicae. 1995. V. 13. P. 168–176.
- Koval A.V., Gavrilov N.M., Didenko K.A., Ermakova T.S., Savenkova E.N. Sensitivity of the 4–10-Day Planetary Wave Structures in the Middle Atmosphere to the Solar Activity Effects in the Thermosphere. Atmosphere 2022. V. 13. P. 1325. <https://doi.org/10.3390/atmos13081325>
- Lawrence A.R., Jarvis M.J. Initial comparisons of planetary waves in the stratosphere, mesosphere and ionosphere over Antarctica // Geophysical Research Letters. 2001. V. 28. P. 203–206.
- Levinson N. The Wiener RMS (root mean square) error criterion infilter design and prediction // J. Math. Phys. 1946. V. 25. P. 261–278.
- Lomb N.R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data // Astrophysical and Space Science. 1976. V. 39. P. 447–462.
- Riabova S. Features of geomagnetic field variations mid-latitude observatories in range of period and half-period of Carrington. 20th Science and Applied Research Conference on Oil and Gas Geological Exploration and Development “Geomodel 2018”. <http://earthdoc.eage.org/publication/publicationdetails/?publication=94171>.
- Riabova S.A. Features of geomagnetic field variations mid-latitude observatories in range of period and half-period of Carrington // 20th Science and Applied Research Conference on Oil and Gas Geological Exploration and Development Geomodel 2018. Conference Paper. 2018. <http://earthdoc.eage.org/publication/publicationdetails/?publication=94171>.
- Riabova S.A., Shalimov S.L. Features of geomagnetic variations in the period range from 12 to 17 days according to the Mikhnevo Observatory // Proceedings SPIE. Vol. 11560. 26th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics, Atmospheric Physics, 115607J (12 November 2020). <https://doi.org/10.1117/12.2575699>
- Rishbeth H., Garriott O.K. Introduction to ionospheric physics. 1st edn. N.Y.: Academic press, 1969. 304 p.
- Salby M.L. Survey of planetary-scale traveling waves: the state of theory and observations // Reviews of Geophysics and Space Physics. 1984. V. 22. P. 209–236.
- Scargle J.D. Studies in astronomical time series analysis II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly sampled data // Astrophysical Journal. 1982. V. 263(2). P. 835–853.
- Wakai N., Ohyama H., Koizumi T. Manual of ionogram scaling. 3rd edn. Japan: Radio Research Laboratory, Ministry of Posts and Telecommunications, 1987. 119 p. <http://www.dsp.izmiran.ru>

Atmospheric Planetary Waves at Ionospheric Heights Measured at the Moscow Observatory (IZMIRAN)

S. A. Riabova^{1, 2, *} and S. L. Shalimov¹

¹*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Bolshaya Gruzinskaya, 10, build. 1, Moscow, 123242 Russia*

²*Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Leninsky prospect, 38, build. 1, Moscow, 119334 Russia*

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

The variations of the ionospheric current in the lower ionosphere and the plasma density of the upper ionosphere have been studied based on the monitoring of the horizontal component of the geomagnetic field induction and high-frequency sounding of the critical frequency of the ionosphere F-layer at the Moscow Observatory. It is shown that in the spectra of time variations of the geomagnetic field and the critical frequency of the F2 layer in the range of planetary waves in winter, there are both harmonics associated with solar activity and harmonics corresponding to quasi-5, 10, and 16-day planetary waves. Involvement of geomagnetic field registration data for a twenty-year time interval (from 2001 to 2020) made it possible to identify more subtle effects, namely, the harmonics associated with the modulation effect of longer-period variations and tidal effects were identified.

Keywords: planetary waves, ionospheric plasma density variations, Earth's magnetic field variations, modulation, lunisolar tide

УДК 551.551

АНОМАЛЬНОЕ СЕЛЕКТИВНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ДЫМОВОГО АЭРОЗОЛЯ ПРИ МАССОВЫХ ЛЕСНЫХ ПОЖАРАХ НА АЛЯСКЕ В ИЮЛЕ–АВГУСТЕ 2019 г.

© 2023 г. Г. И. Горчаков^{а, *}, В. М. Копейкин^а, Р. А. Гуцин^а, А. В. Карпов^а, Е. Г. Семутникова^б, О. И. Даценко^а, Т. Я. Пономарева^с

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

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

^сГидрометеорологический научно-исследовательский центр России, Большой Предтеченский переулок, д.13, стр. 1, Москва, 123376 Россия

*e-mail: gengor@ifaran.ru

Поступила в редакцию 10.03.2023 г.

После доработки 10.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

По данным мониторинга оптических и микрофизических характеристик дымового аэрозоля на станциях AERONET во время массовых лесных пожаров летом 2019 г. на Аляске обнаружено аномальное селективное поглощение дымового аэрозоля в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне спектра от 440 до 1020 нм. При аномальном селективном поглощении мнимая часть коэффициента преломления дымового аэрозоля достигала 0.315 на длине волны 1020 нм. Предложена степенная аппроксимация спектральных зависимостей мнимой части коэффициента преломления при аномальном селективном поглощении с показателями степени от 0.26 до 2.35. Показано, что при аномальном селективном поглощении применимы известные степенные аппроксимации спектральных зависимостей аэрозольных оптических толщин ослабления и поглощения с показателями Ангстрема от 0.96 до 1.65 для аэрозольной оптической толщины ослабления и от -0.89 до 0.97 для аэрозольной оптической толщины поглощения, которая достигала 0.72. Альbedo однократного рассеяния на длине волны 440 нм варьировало в пределах от 0.62 до 0.96. В распределении частиц дымового аэрозоля по размерам при аномальном селективном поглощении доминировала тонкодисперсная фракция частиц. Отмечено сходство оптических и микрофизических характеристик фракции частиц дымового аэрозоля с аномальным селективным поглощением с обнаруженной методом электронной микроскопии в дымовом аэрозоле фракции “смоляных шариков” (tar balls), которые, по видимому, возникают при конденсации (полимеризации) паров терпенов и их кислородосодержащих производных. Сопоставлены экстремальные значения представленных на сайте AERONET аэрозольного радиационного форсинга на верхней границе атмосферы для аномального селективного поглощения и при пожарах в саванне.

Ключевые слова: крупномасштабные лесные пожары, дымовой аэрозоль, оптические и микрофизические характеристики, аномальное селективное поглощение, мнимая часть коэффициента преломления, аэрозольная оптическая толщина ослабления, аэрозольная оптическая толщина поглощения, альbedo однократного рассеяния, распределение частиц по размерам, аэрозольный радиационный форсинг

DOI: 10.31857/S0002351523060044, EDN: OSLKSW

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические свойства дымового аэрозоля, возникающего при различного рода массовых пожарах, были изучены в совместном эксперименте

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.).

ИФА РАН и НИФХИ им. Л.Я. Карпова [Голицын и др., 1988]. В XXI веке на территории России неоднократно возникали массовые лесные и лесоторфяные пожары, что приводило к крупномасштабным задымлениям европейской территории России (ЕТР) и Сибири. В 2002 г. нами было выполнено исследование задымления московского региона при лесоторфяных пожарах [Горчаков и др., 2004]. Определены радиационные и температур-

ные эффекты задымления [Мохов и Горчакова, 2005]. Подробно исследовано задымление московского региона летом 2010 г. и задымление Сибири в 2012 г. [Chubarova et al., 2011; Gorchakov et al., 2014; Kozlov et al., 2014; Панченко и др., 2016; Горчаков и др., 2011; Zhuravleva et al., 2017; Виноградова и др., 2016; Konovalov et al., 2015]. Оценены эмиссии углеродсодержащих газов и аэрозолей [Бондур и Гинзбург, 2012]. Выполнено исследование дисперсного состава дымового аэрозоля [Аршинюк и Белан, 2011]. Изучено крупномасштабное задымление Северной Евразии в июне 2016 г., когда благодаря восточному переносу воздушных масс образовавшаяся при массовых лесных пожарах Сибирская дымная мгла распространилась на ЕТР и дальше на многие страны Европы [Горчаков и др., 2018; Горчаков и др., 2019; Gorchakov et al., 2018]. Отметим, что общая площадь задымленной территории составила около 20 млн км².

Изучена эволюция оптических и микрофизических характеристик (ОМХ) при дальнем переносе дымового аэрозоля [Konovalov et al., 2015; Konovalov et al., 2019].

При потеплении климата [Ju et al., 2021], увеличивается частота и длительность погодных аномалий, включая волны тепла. Летом 2019 г. на Аляске были зарегистрированы рекордные значения температуры воздуха (<http://www.rp5.ru>). Превышение климатической нормы температуры воздуха наблюдались до июля 2019 г. почти каждый день в течении 12 месяцев (<http://www.ncdc.noa.gov>). В Анкоридже температура воздуха достигала 32°C. Экстремально жаркая и засушливая погода способствовала возникновению массовых лесных пожаров (более 700 локальных пожаров на площади 3600 км²) и крупномасштабному задымлению Аляски в июне 2019 г. [Masson-Delmotte et al., 2018].

Анализ данных мониторинга ОМХ дымового аэрозоля на станциях AERONET [Holben et al., 1998], расположенных на Аляске, показал, что летом 2019 г. в диапазоне спектра от 440 до 1020 нм, наблюдалось аномальное селективное поглощение дымового аэрозоля, которое отличается большими значениями мнимой части показателя преломления κ вещества дымового аэрозоля в указанном диапазоне длин волн света. При этом максимальное значение κ на длине волны 1020 нм составило 0.315, что намного превышает наблюдаемые на Аляске значения κ , обусловленные присутствием черного углерода (black carbon или BC) в частицах дымового аэрозоля [Eck et al., 2009].

Целью настоящей работы является анализ вариаций ОМХ дымового аэрозоля при аномальном селективном поглощении.

2. УСЛОВИЯ ИЗМЕРЕНИЙ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В работе использованы данные мониторинга и восстановления ОМХ дымового аэрозоля (уровень L1.5) в видимой и ближней областях спектра на длинах волн $\lambda = 440, 675, 870$ и 1020 нм, в том числе, аэрозольной оптической толщины (АОТ) ослабления (экстинкции) τ_{ex} , АОТ поглощения τ_{ab} , альбедо однократного рассеяния $\omega = \tau_{sc}/\tau_{ex}$, где $\tau_{sc} = \tau_{ex} - \tau_{ab}$ – АОТ рассеяния, действительной (n) и мнимой (κ) части коэффициента преломления, функции распределения частиц по размерам (радиусам r) $dV(r)/d \ln r$, где $V(r)$ – накопленный объем частиц для 22 интервалов радиусов с центрами интервалов от 0.05 до 15 мкм, а также параметров функции распределения: модальные радиусы распределения объемов частиц по размерам тонкодисперсной (r_m^f) и грубодисперсной (r_m^c) фракций аэрозоля и максимальных значений $dV(r)/d \ln r$ (v_m^f и v_m^c) для указанных фракций.

Мониторинг ОМХ дымового аэрозоля осуществлялся на станциях AERONET Bonanza_Creek (64°45' N, 148°32' W), Klauane_Lake (61°02' N, 138°24' W), NEON_DEJU (63°32' N, 145°45' W), NEON_BONA (65°09' N, 147°30' W), NEON_TOOL (68°04' N, 149°22' W) и NEON_HEAL (63°53' N, 149°13' W) или сокращено, (табл. 1, табл. 2) BZC, KNL, NND, NNB, NNT и NNH.

О погоде летом 2019 г. на Аляске можно судить по данным измерений приземной литературы в аэропорту Фэрбанкса. На рис. 1 показан временной ход температуры воздуха (1 – данные измерений через 6 час, 2 – среднесуточные температуры).

Повышенная температура воздуха на Аляске летом 2019 г. и в предшествующие месяцы способствовала возникновению пожароопасной обстановки и множественным очагам пожаров в лесах Аляски [Masson-Delmotte et al., 2018]. На рис. 2 показано пространственное распределение пожаров в июле 2019 г. (<http://www.firms.modaps.eosdis.nasa.gov>).

В июле-августе 2019 г. АОТ ослабления на длине волны (τ_{ex}^{440}) в задымленной атмосфере Аляске достигала 4.5. Сравнительно часто наблюдались большие значения мнимой части коэффициента преломления. При этом некоторые спектральные зависимости κ существенно отличались от зависимостей $\kappa(\lambda)$, зарегистрированных при массовых пожарах на Аляске в 2004 и 2005 гг.

Восстановление оптических и микрофизических характеристик аэрозоля по данным AERONET сводится к решению некорректной обратной задачи. Алгоритм решения данной обратной задачи описан в [Dubovik and King., 2000]. Первые

Таблица 1. Оптические и микрофизические характеристики дымового аэрозоля

№	Станция	Дата	Время	τ_{ex}^{440}	β_{ex}	τ_f^{440}	τ_{ab}^{440}	β_{ab}	n_{440}	κ_{440}	ω_{440}	r_m^f , МКМ	v_m
1	NNH	11.07.19	21:04	4.30	1.50	4.24	0.33	1.20	1.59	0.0154	0.92	0.194	0.34
2	KNL	10.07.19	19:21	4.53	1.80	4.28	0.24	1.46	1.59	0.011	0.95	0.194	0.40
3	BZC	11.07.19	02:27	1.58	1.69	1.56	0.06	1.27	1.46	0.0063	0.96	0.148	0.196
4	BZC	10.07.19	17:33	1.66	1.80	1.61	0.032	1.28	1.49	0.0031	0.98	0.148	0.21
5	MGI	24.08.22	14:04	0.52	1.67	0.48	0.065	1.08	1.55	0.023	0.88	0.148	0.046
6	BZC	09.07.19	01:00	3.09	1.63	3.07	0.25	1.43	1.55	0.018	0.92	0.148	0.20
7	BZC	12.07.19	00:00	3.15	1.24	3.11	0.08	1.69	1.50	0.0039	0.98	0.255	0.22
8	KNL	07.07.19	04:06	0.33	1.79	0.32	0.0035	1.46	1.44	0.0015	0.99	0.255	0.037
9	MGI	16.08.22	14:05	1.00	1.92	0.97	0.167	1.51	1.60	0.041	0.83	0.148	0.095

Таблица 2. Оптические и микрофизические параметры дымового аэрозоля (продолжение)

№	Станция	Дата	Время	τ_{ex}^{440}	β_{ex}	τ_f^{440}	τ_{ab}^{440}	β_{ab}	n_{440}	κ_{440}	α	ω_{440}	r_m^f , МКМ	v_m
11	NND	10.07.19	15:45	1.91	0.96	1.90	0.72	0.24	1.58	0.134	1.02	0.62	0.148	0.154
12	BZC	6.07.19	1:31	0.10	1.15	0.095	0.016	0.05	1.59	0.037	1.25	0.84	0.194	0.009
13	BZC	6.07.19	0:59	0.093	1.23	0.087	0.018	0.49	1.58	0.044	0.74	0.81	0.194	0.008
14	KNL	16.07.19	18:21	0.20	1.08	0.19	0.029	0.21	1.58	0.031	0.90	0.85	0.194	0.016
15	BZC	5.07.19	21:59	0.116	1.35	0.11	0.018	0.78	1.57	0.034	0.33	0.84	0.194	0.009
16	KNL	14.07.19	22:21	0.73	1.42	0.71	0.072	0.61	1.54	0.021	0.71	0.87	0.194	0.078
17	BZC	23.07.19	17:53	0.57	1.16	0.54	0.032	-0.89	1.51	0.0043	2.35	0.96	0.255	0.04
18	NNB	22.07.19	21:58	0.426	1.48	0.396	0.05	0.62	1.47	0.0177	0.39	0.88	0.148	0.039
19	NNT	7.08.19	15:54	0.335	1.21	0.334	0.014	0.11	1.51	0.0067	1.16	0.96	0.255	0.026
20	BZC	9.07.19	1:29	3.09	1.65	3.08	0.20	0.97	1.51	0.0132	0.26	0.93	0.194	0.32
21	BZC	18.07.19	19:01	0.70	1.54	0.54	0.028	0.83	1.41	0.0035	0.34	0.96	0.148	0.02

оценки “неопределенности восстановления” параметров аэрозоля были получены в [Dubovik et al., 2000]. В частности, показано [Dubovik et al., 2000], что погрешность определения мнимой части коэффициента преломления для дымового аэрозоля при АОТ ослабления больше 0.4 составляет 30%. Для используемой в настоящее время версии V3 оценки “неопределенности восстановления” представлены в [Sinyuk et al., 2020], где много внимания уделено анализу влияния погрешностей измерения оптических характеристик аэрозоля на результаты восстановления альbedo однократного рассеяния. Из четырех станций AERONET, для которых в [Sinyuk et al., 2020] получены вышеуказанные оценки, для нас представляют интерес результаты анализа для станции Mongu (Mongu_Inn в настоящее время), поскольку они относятся к дымовому аэрозолю. В частности, для длины волны 440 нм при среднем значении $\omega_{440} = 0.85$ неопределенность восстановления альbedo однократного рассеяния достигала примерно ± 0.03 , а для длины волны 1020 нм ($\omega_{1020} = 0.765$) примерно

равна ± 0.06 (при значениях аэрозольной оптической толщины ослабление больше 0.4).

Поглощательную способность аэрозоля можно характеризовать величиной $\zeta = 1 - \omega = \tau_{ab}/\tau_{ex}$. Поскольку $\Delta\zeta = \Delta\omega$ то, следовательно, при значениях ω порядка 0.5 в случаях аномального селективного поглощения относительная неопределенность восстановления ζ будет заметно меньше, чем для типичной ситуации при пожарах в саванне (Mongu или Mongu_Inn). В [Sinyuk et al., 2020] показано, что неопределенности восстановления при АОТ ослабления меньше 0.4 заметно возрастают.

3. ПОГЛОЩАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ДЫМОВОГО АЭРОЗОЛЯ (ПСДА)

Данные мониторинга и восстановления спектральных зависимостей ОМХ на станциях AERONET включают три характеристики поглощательной способности тропосферного аэрозоля: альbedo однократного рассеяния, которое

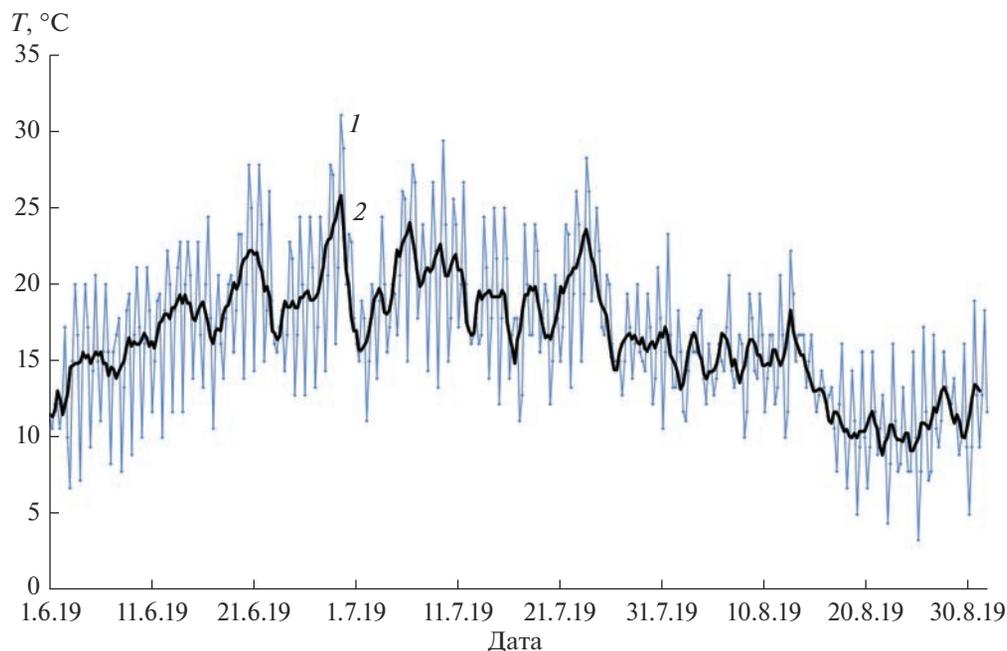


Рис. 1. Температура воздуха в аэропорту Фэрбанкса (1 – часовые средние, 2 – среднесуточные значения).

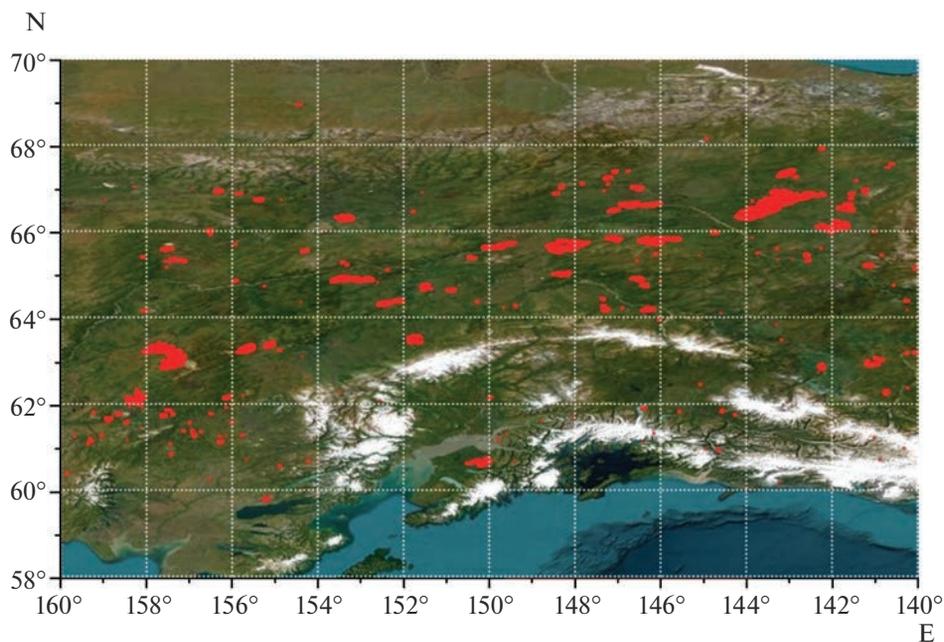


Рис. 2. Пространственное распределение пожаров на Аляске в июле 2019 г.

наиболее часто используется для характеристики поглощательной способности аэрозоля [Dubovik et al., 2002] АОТ поглощения и мнимая часть коэффициента преломления, которая формально не зависит от вариаций распределения частиц по размерам. Поэтому зависимость $k(\lambda)$ представля-

ет наибольший интерес при исследованиях изменчивости ПСДА дымового аэрозоля.

3.1. Мнимая часть коэффициента преломления. Мнимая часть коэффициента преломления вещества дымового аэрозоля в задымленной атмосфере Аляски в большинстве случаев слабо зависит от

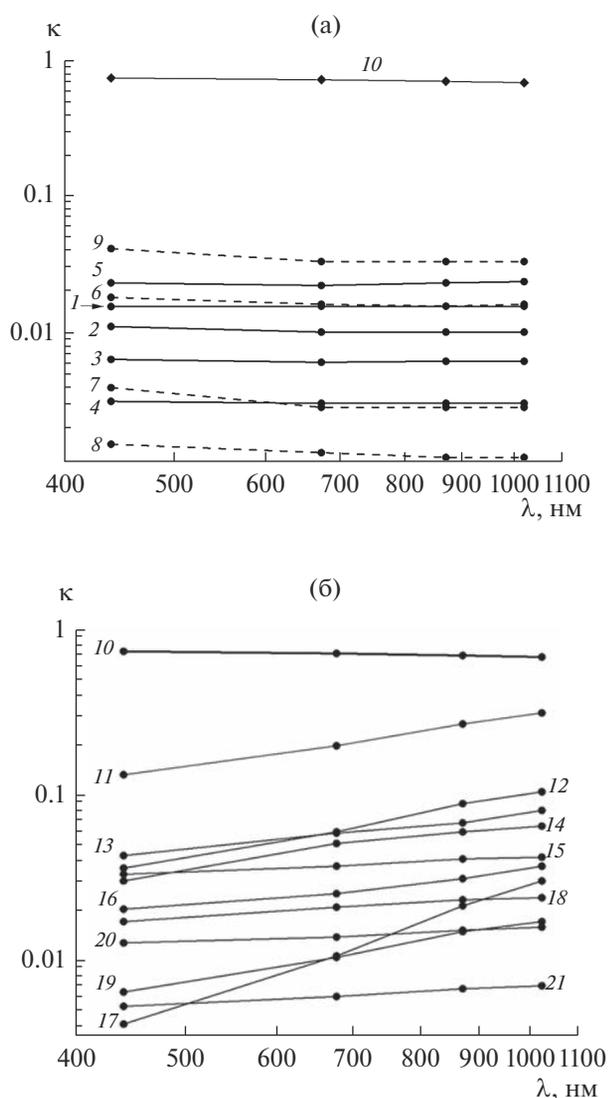


Рис. 3. (а) Мнимая часть коэффициента преломления при содержании в частицах дымового аэрозоля черного углерода (1–5) и при совместном содержании коричневого и черного углерода (6–9) по данным мониторинга летом 2019 г. на Аляске (1–4, 6–8) и в саванне в августе 2022 г. (5 и 9) и для черного углерода (10). (б) Мнимая часть коэффициента преломления дымового аэрозоля в случаях аномального селективного поглощения дымового аэрозоля (11–21) и для черного углерода (10).

длины волны как по данным 2005 г., так и по данным 2019 г. (спектры 1–4 на рис. 3а, для которых OMX приведены в табл. 1). Максимальные наблюдаемые значения κ_{440} для этого типа спектров в 2004–2005 гг. достигали 0.017, а в 2019 г. – 0.020. На рис. 3а и 3б также показана (спектр 10) зависимость от длины волны мнимой части коэффициента преломления для черного углерода (сажи) [Зуев и Креков, 1986].

В [Eck et al., 2009] с целью сравнения с ПСДА в бореальных лесах Аляски приведены данные

мониторинга OMX при пожарах в саванне (на станции AERONET Mongu), включенная в число четырех станций, для которых оценены неопределенности оценок восстановления (версия V3) OMX [Sinyuk et al., 2020]. Аналогично в нашей работе приведены данные мониторинга на станции Mongu Inn (MGI) с координатами 15°16' S и 23°08' E (спектр 5 на рис. 3а). Максимальное значение $\kappa_{440} = 0.043$ для данного типа спектров при пожарах в саванне оказалось больше, чем на Аляске при лесных пожарах.

Отметим, что при лесных пожарах в Канаде значение κ в диапазоне длин волн 440–1020 нм на станции AERONET Fort_McMurray (56.75° N, 111.48° W) оказались равными 0.057–0.050 (09.06.23 в 15:33) и 0.50–0.41 (06.06.23 в 16:26).

В ряде случаев летом 2019 г. на Аляске (спектры 6–8 на рис. 3а) наблюдались повышенные по сравнению с κ_{1020} значения κ_{440} , что обусловлено заметным вкладом коричневого углерода (BrC) [Feng et al., 2013; Горчаков и др., 2016; Горчаков и др., 2017] в суммарное поглощение дымового аэрозоля. Во время пожаров в саванне этот вклад может быть существенно выше: $\kappa_{440} = 0.040$ (спектр 9 на рис. 3а) при $\kappa_{1020} = 0.025$.

В [Eck et al., 2009] представлены (на рисунке) зависимости $\kappa(\lambda)$ в задымленной атмосфере Аляски при АОТ ослабления больше 0.4. Оказалось, что для этих спектров κ_{440} в среднем примерно в 2 раза больше κ_{1020} , а вклад BrC на длине волны 675 нм составляет 0.25–0.30 от вклада BrC на длине волны 440 нм. Наибольшее число случаев обнаружения (уровень L 1.5) коричневого углерода в июле 2019 г зафиксировано на станции Bonanza_Creek (8 из 74) и Klwane_Lake (4 из 29). При лесных пожарах в Канаде (03.06.23 в 22:26) наблюдалось экстремальное проявление BrC: значения κ на длинах волн 440, 675, 870 и 1020 нм составляли 0.27, 0.16, 0.13 и 0.08, соответственно, при АОТ ослабления 0.57 на длине волны 440 нм.

При анализе вариаций $\kappa(\lambda)$ для летнего сезона 2019 г. на Аляске были обнаружены случаи аномального селективного поглощения дымового аэрозоля, когда наблюдалось существенное увеличение κ с ростом длины волны (рис. 3б, табл. 2). В частности, согласно данным мониторинга на станции Bonanza_Creek в июле 2019 г. число таких случаев оказалось равным 16 при общем числе случаев восстановления OMX 74 (уровень L1.5), а на станции Klwane_Lake – 4 случая из 29 (в сумме около 25%). Единичные случаи обнаружения аномального поглощения имели место и на других станциях AERONET.

В случаях аномального селективного поглощения наблюдаемые в диапазоне длин волн 440–1020 нм значения κ могут намного превышать указанные величины при поглощении электромагнитных волн в видимой и ближней областях

спектрах черным и коричневым углеродом (до 0.315 на длине волны 1020 нм по данным измерений 10.07.2019 в 15:45 на станции NEON_DEJU).

Зависимости κ от длины волны при аномальном селективном поглощении можно охарактеризовать отношением $\eta = \kappa_{1020}/\kappa_{440}$, которое для 10 спектров представленных на рис. 3б (см. также табл. 2) варьирует в пределах от 1.24 до 2.86. Исключением является спектр 17 (табл. 2), для которого $\eta = 7.2$.

Анализ показал, что в случаях аномального селективного поглощения спектры $\kappa(\lambda)$ с удовлетворительной точностью аппроксимируются степенными функциями

$$\kappa(\lambda) = A\lambda^\alpha, \quad (1)$$

где A и α – параметры аппроксимации. Для шести спектров (11–14, 16 и 19 в табл. 2) параметр α находится в диапазоне 0.71–1.25, а для четырех (15, 18, 20 и 21) в диапазоне 0.26–0.39. В случае спектра 17 (табл. 2) $\alpha = 2.35$.

В [Sinyuk et al., 2020] оценкам погрешностей восстановления мнимой части коэффициента преломления уделено мало внимания. Из представленных в [Sinyuk et al., 2020] данных видно, что при АОТ ослабления на длине волны 440 нм на станции AERONET GSFC погрешность восстановления κ варьирует примерно от 0.003 до 0.006. Отметим, что на станции NEON_DEJU 10.07.2019 в 15:45 значения κ на длинах волн 440, 675, 870, 1020 нм были равны 0.134, 0.184, 0.270, 0.315 при оптических толщинах ослабления 1.91, 1.24, 1.00 и 0.89, соответственно. Указанные величины κ намного превышают неопределенности восстановления [Sinyuk et al., 2020] (см. раздел 2). Следует отметить, что для получения достаточно точных оценок неопределенностей необходимо выполнить численные эксперименты с использованием ресурсов AERONET.

“Типичные” значения мнимой части коэффициента преломления дымового аэрозоля оценены по данным измерений на 10 станциях AERONET [Sayer et al., 2014]. Для большинства станций на спектральных зависимостях $\kappa(\lambda)$ заметны проявления коричневого углерода.

Таким образом, обнаружено аномальное селективное поглощение дымового аэрозоля в видимой и ближней инфракрасной областях спектра ($\lambda = 440\text{--}1020$ нм), которое отличается большими значениями мнимой части коэффициента преломления (до 0.315) и, быстрым ростом κ с увеличением длины волны. Отношение $\kappa_{1020}/\kappa_{440}$ достигает 7.2. Предложена степенная аппроксимация спектральных зависимостей κ с показателем степени, который меняется в случаях аномального селективного поглощения от 0.26 до 2.35.

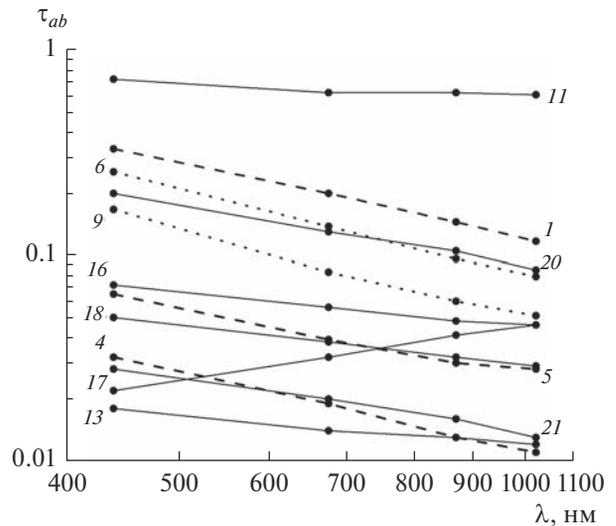


Рис. 4. Аэрозольная оптическая толщина поглощения при содержании в частицах дымового аэрозоля черного углерода (1, 4, 5) коричневого и черного углерода (6, 9) и в случаях аномального селективного поглощения дымового аэрозоля (11, 13, 16–18, 20, 21).

3.2. Аэрозольная оптическая толщина поглощения. Спектральные зависимости АОТ поглощения в большинстве случаев аппроксимируются степенными функциями

$$\tau_{ab}(\lambda) = \tau_0 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^{\beta_{ab}}, \quad (2)$$

где τ_0 , λ_0 и β_{ab} – параметры аппроксимации. Параметр β_{ab} (показатель Ангстрема для АОТ поглощения) по данным AERONET определяется для диапазона спектра 440–870 м. Для дымового аэрозоля указанная аппроксимация с удовлетворительной точностью применима в диапазоне от 440 до 1020 нм.

Из теории рассеяния следует, что для малых сферических частиц при слабой зависимости κ от длины волны света коэффициент поглощения и, следовательно, АОТ поглощения длины волны как λ^{-1} , т.е. показатель Ангстрема равен единице [Bohren and Huffman, 2008; Bergstrom et al., 2002]. При увеличении размеров частиц β_{ab} увеличивается, достигая 1.3 и больше [Bergstrom et al., 2002].

Как указано выше, в табл. 1 приведены ОМХ дымового аэрозоля для случаев, когда ПСДА определяется наличием в частицах дымового аэрозоля черного углерода (1–5) или одновременно черного и коричневого углерода (6–9). Спектральные зависимости АОТ поглощения для спектров 1, 4 и 5, а также для спектров 6 и 9 показаны на рис. 4. В случаях, когда поглощение дымового аэрозоля определяется черным углеродом, β_{ab} в среднем равен 1.26 (максимальное значение 1.46), а при совместном присутствии

коричневого и черного углерода в среднем 1.52 (максимум 1.69). Отметим, что в случае спектра 7 ($\beta_{ab} = 1.69$) наблюдаются заметные отклонения формы распределения частиц по размерам от типичной (см. выше). Минимальное значение β_{ab} (1.08) было зарегистрировано при пожарах в саванне.

Значения показателя Ангстрема для АОТ поглощения при аномальном селективном поглощении дымового аэрозоля в большинстве случаев заметно отличаются от предыдущих (табл. 2). Для 7 случаев (11, 13, 15, 17, 18, 20 и 21) спектральные зависимости АОТ поглощения показаны на рис. 4.

В четырех случаях (спектры 11, 12, 14 и 19) зарегистрированы спектры с малыми значениями β_{ab} от (0.05 до 0.24), а в 3 случаях значения β_{ab} оказались близкими по порядку величины (от 0.78 до 0.97 для спектров 15, 20 и 21) к значению $\beta_{ab} = 1.08$, зарегистрированному при пожарах в саванне на станции AERONET Mongu_Inn, когда поглощение дымового аэрозоля определялось черным углеродом. К промежуточной группе относятся спектры 13, 16 и 18 ($\beta_{ab} = 0.49, 0.61$ и 0.62).

23.07.2019 в 17:53 на станции AERONET Wopanza_Creek был зарегистрирован уникальный спектр (№ 17 в табл. 2) поглощения с отрицательным значением $\beta_{ab} = -0.89$ (когда τ_{ab} увеличивалось с ростом длины волны света).

Максимальные значения АОТ поглощения достигали 0.72 на длине волны 440 нм и 0.61 на длине волны 1020 нм.

Таким образом, оказалась, что спектральные зависимости АОТ поглощения при аномальном селективном поглощения дымового аэрозоля, как правило, существенно отличаются от соответствующих спектральных зависимостей при наличии в частицах дымового аэрозоля черного и коричневого (в сочетании с черным) углерода (1.08–1.69). Показатель Ангстрема для АОТ поглощения при аномальном селективном поглощения меняется в широких пределах (примерно от +1 до -0.9) и в среднем меньше значения показателя Ангстрема для случаев поглощением черным и коричневым углеродом (в диапазоне 440–1020 нм). Погрешности восстановления АОТ поглощения в значительной степени определяются “неопределенностями восстановления” альbedo однократного рассеяния.

3.3. Альbedo однократного рассеяния. Согласно приведенным в [Dubovik et al., 2002] данным AERONET альbedo однократного рассеяния для дымового аэрозоля при лесных пожарах менялось в Бразилии в пределах $(0.94-0.90) \pm 0.02$ и в пределах $(0.94-0.91) \pm 0.02$ в США/Канаде. Согласно [Sayer et al., 2014] “типичные” значения ω для 10 станций AERONET варьирует в пределах 0.87–

0.95 на длине волны 440 нм и в пределах 0.67–0.71 на длине волны 1020 нм.

При массовых лесных пожарах на Аляске в 2004 и 2005 гг. [Eck et al., 2009] альbedo однократного рассеяния $\omega(\lambda)$ на длинах волн от 440 до 1020 нм ($\tau_{ex} > 0.4$) варьировало в сравнительно узких пределах примерно от 0.95 до 0.98. В 2019 г. без учета случаев аномального селективного поглощения диапазон изменения оказался шире (0.92–0.98). При пожарах в саванне (станция Mongu_Inn) в августе 2022 г. ω менялась в пределах 0.65–0.88.

По данным [Sinyuk et al., 2020] неопределенность восстановления ω при АОТ ослабления на длине волны 440 нм при АОТ меньше 0.2 возрастает до 0.1 и больше.

При наличии веществ с аномальным селективным поглощением в частицах дымового аэрозоля летом 2019 г. ω_{440} изменялся в диапазоне от 0.62 до 0.96. Минимальные значения $\omega_{440} = 0.62$ и $\omega_{1020} = 0.32$ наблюдались на станции NEON_DEJU 10.07.2019 (табл. 2), когда АОТ ослабления на длине волны 440 нм достигала 1.91 и 0.89 на длине волны 1020 нм (спектр 11 в табл. 2). При этом значения ω и $1-\omega$ значительно больше приведенных в разделе 2 неопределенностей восстановления ($\Delta\omega$).

4. АЭРОЗОЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩИНА ОСЛАБЛЕНИЯ

Степень замутненности атмосферы определяется аэрозольной оптической толщиной ослабления. Примеры наблюдаемых летом 2019 г. на Аляске значений АОТ ослабления или τ_{ex} на длине волны 440 нм приведены в табл. 1 и 2, а примеры соответствующих спектральных зависимостей показаны на рис. 5.

Спектральные зависимости АОТ ослабления аппроксимируются с удовлетворительной точностью степенными функциями

$$\tau_{ex}(\lambda) = \tau_* \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^{\beta_{ex}}, \quad (3)$$

где τ_* , λ_0 и β_{ex} – параметры аппроксимации. Показатель Ангстрема β_{ex} , как правило, определяется по данным измерений в диапазоне длин волн 440–870 нм. Более точными для дымового аэрозоля являются параболические аппроксимации (в логарифмических координатах) [Gorchakov et al., 2014].

В табл. 1 приведены значения показателя Ангстрема для АОТ ослабления в случаях, когда поглощение дымового аэрозоля определялось черным углеродом случаи (1–5), а также совместно черным и коричневым углеродом (6–9). Случаи 5 и 9 относятся к пожарам в саванне (станция AERONET Mongu_Inn). Видно, что β_{ex} меняется, как

правило, в пределах от 1.50 до 1.92. Исключением является спектр 7, когда β_{ex} оказался равным 1.24.

Спектры АОТ ослабления в случаях аномального селективного поглощения оказались более пологими: в большинстве случаев показатель Ангстрема β_{ex} был меньше 1.50 (табл. 2). Минимальное значение β_{ex} , зарегистрированное 10.07.2019 в 15:45 на станции NEON_DEJU, оказалось равным 0.96.

5. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ДЫМОВОГО АЭРОЗОЛЯ ПО РАЗМЕРАМ

На сайте AERONET представлены усредненные по толще атмосферы функции распределения частиц аэрозоля по радиусам r в диапазоне от 0.05 до 15 мкм. На рис. 6 распределение объемов по размерам в относительных единицах для дымового аэрозоля представлено по данным мониторинга на станциях AERONET (уровень L1.5) на территории Аляски во время крупномасштабных задымлений в июле 2019 г., а также (для сравнения) распределения, зарегистрированные при массовых пожарах в саванне (Mongu_Inn) в августе 2022 г. На наблюдаемых распределениях (рис. 9) отчетливо выделяются тонкодисперсная (субмикронная) и грубодисперсная фракции (modes) аэрозоля. Нетрудно видеть, что в дымовом аэрозоле доминирует, в том числе, по вкладу в τ_{ex}^{440} (табл. 1 и 2), тонкодисперсная фракция с модальными радиусами примерно 0.15 до 0.25 мкм, что согласуется с опубликованными ранее результатами [Eck et al., 2009]. При малых содержаниях дымового аэрозоля в толще атмосферы в суммарный объем частиц аэрозоля может вносить заметный вклад фракция грубодисперсного аэрозоля. Модальные радиусы для тонкодисперсной фракций дымового аэрозоля при отсутствии и при наличии аномального селективного поглощения попадают в интервал изменения r_m^f от 0.15 до 0.26 мкм. Максимальные значения $r_m^f = 0.255$ мкм получены для спектров 7, 8, 17 и 19 (табл. 1 и 2).

Таким образом, согласно данным AERONET (версия 3, уровень L1.5) в распределении частиц дымового аэрозоля летом 2019 г. на Аляске как при наличии, так и при отсутствии аномального селективного поглощения доминировала фракция тонкодисперсного аэрозоля. Модальные радиусы функции распределения $dV(r)/d \ln r$ для тонкодисперсной фракции варьировали, как правило, в пределах от 0.15 до 0.26 мкм.

Отметим, что в случае спектра 17 АОТ ослабления для тонкодисперсной фракции на длине волны 440 нм намного превышает АОТ для грубодисперсной фракции, как в большинстве случаев. Однако суммарный объем частиц грубодисперсной фракции аэрозоля для спектра 17 согласно

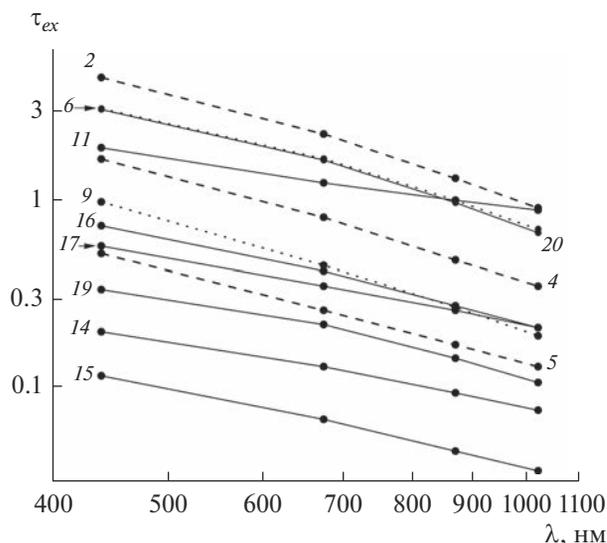


Рис. 5. Аэрозольная оптическая толщина ослабления при содержании в частицах дымового аэрозоля черного углерода (2, 4, 5), коричневого и черного углерода (6, 9) и в случаях аномального селективного поглощения дымового аэрозоля (11, 14–17, 19, 20).

данным AERONET на 22% больше объема частиц тонкодисперсной фракции.

Результаты решения обратной задачи восстановления микроструктуры аэрозоля, свидетельствуют о том, что в большинстве случаев частицы дымового аэрозоля, в том числе, при аномальном селективном поглощении являются сферическими, что свидетельствует о образовании частиц при конденсации паров летучих органических соединений.

6. О ПРИРОДЕ АНОМАЛЬНОГО СЕЛЕКТИВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ДЫМОВОГО АЭРОЗОЛЯ

В монографии [Грин и Лейн, 1986] (стр. 365) указано, что “дым, выделяющейся при сгорании топлива состоит, главным образом, из сажи, смолы и золы. Частицы сажи или копоти образуют черный дым. Мелкие частицы жидких или полужидких смолистых веществ обладают желтым или коричневым оттенком”. Указанный оттенок цвета дыма свидетельствуют о селективном поглощении дымового аэрозоля.

Летом 2002 г. в Шатурском районе при лесотравяных пожарах в Московской обл. нами были собраны аэрозольные пробы, которые имели желтый цвет, что можно объяснить наличием смолистых веществ в частицах дымового аэрозоля.

Выполненный нами лабораторный эксперимент показал, что при возгонке канифоли возникает аэрозоль, образующийся при сборе аэрозольных проб на кварцевый волокнистый фильтр

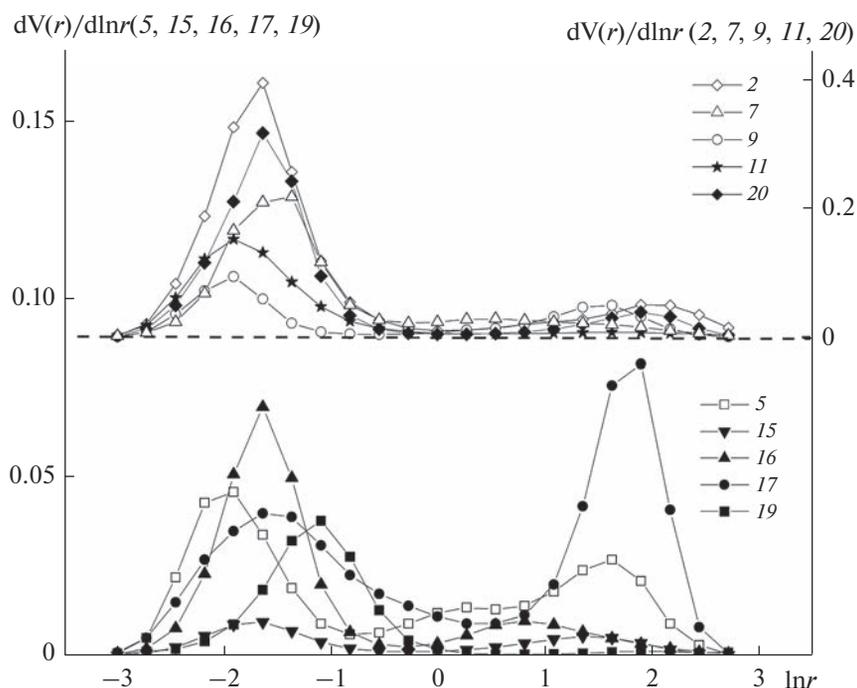


Рис. 6. Функция распределения объемов частиц по размерам при содержании в частицах дымового аэрозоля черного углерода (2, 5), коричневого и черного углерода (7, 9) и в случаях аномального селективного поглощения дымового аэрозоля (11, 15–17, 19, 20).

желтую пленку, которая, как следует из постановки эксперимента, содержит смолистые вещества.

При исследовании морфологии индивидуальных частиц дымового аэрозоля с использованием электронной микроскопии были обнаружены углеродсодержащие (carbon-rich) частицы почти идеальной сферической формы “tar balls” [Posfai et al., 2003; Posfai et al., 2004; Hand et al., 2005], в состав которых входят высокомолекулярные карбонильные соединения (полимеры) и, в частности, гваякол и сирингол и их производные [Hoffer et al., 2004]. Более точно указанную фракцию частиц следует называть “resin balls”. Указанные частицы образуются при конденсации (полимеризации) паров органических соединений на некотором удалении (порядка 10 км) от очагов лесных пожаров [Hand et al., 2005], в которых преобладает режим пиролиза (smoldering fire). В среднем tar balls (ТВ) составляют малую долю от всех частиц дымового аэрозоля. Однако в некоторых пробах их доля достигает 94% [Hand et al., 2005]. Согласно данным электронной микроскопии, средний размер частиц фракции ТВ по результатам измерений в Венгрии равен примерно 0.1 мкм [Posfai et al., 2004], в Южной Африке – 0.15 мкм [Posfai et al., 2003] и в Йосемитском аэрозольном эксперименте (США) – 0.3 мкм [Hand et al., 2005].

Отметим, что указанные размеры нельзя непосредственно сравнивать с модальными радиусами распределения $dV(r)/d \ln r$ тонкодисперсного

дымового аэрозоля, которые получены по данным AERONET во время крупномасштабного задымления на Аляске летом 2019 г.

Вышеуказанные исследования [Posfai et al., 2003; Posfai et al., 2004; Hand et al., 2005; Hoffer et al., 2004] нашли свое продолжение в работах [Nikonov et al., 2015; Adachi et al., 2019; Girroto et al., 2018; Alexander et al., 2008; Hoffer et al., 2016; Sedlasec III et al., 2018; Li et al., 2019]. В частности, выполнение исследования образования и трансформации tar balls [Nikonov et al., 2015; Adachi et al., 2019; Sedlasec III et al., 2018; Li et al., 2019].

В [Sedlasec III et al., 2018] для ТВ получены значения массового коэффициента поглощения на длине волны 550 нм для слабо поглощающих частиц ТВ (0.22–0.47 м²/г) и сильно поглощающих частиц ТВ (3.63–3.77 м²/г).

Представляет интерес исследование процесса агрегирования ТВ [Girroto et al., 2018].

Необходимо отметить, что частицы “tar balls” имеют почти идеальную сферическую форму, в отличие от частиц сажи (черного углерода), они не имеют склонности к агрегированию.

Во время лесных пожаров в атмосферу выделяются, в частности, смолистые вещества, которые могут конденсироваться на частицах аэрозоля. При надрезе коры и верхних слоев хвойных деревьев, которых много в бореальных лесах, выделяется прозрачная жидкая смола, при перегонке ко-

торой с парами воды остается твердая смола, называемая канифолью [Чичибабин, 1957].

Смолистые вещества представляют собой терпены [Чичибабин, 1957; Seinfeld and Pandis, 1998] и их производные, в том числе, кислородосодержащие (в целом терпеноиды). Терпены могут рассматриваться как продукт “полимеризации” изопрена C_5H_8 [Seinfeld and Pandis, 1998], эмиссия, которого достигает 500 Тг/год [Seinfeld and Pandis, 1998]. К терпенам (общая формула $(C_5H_8)_n$) относятся монотерпены $C_{10}H_{16}$ ($n = 2$), сесквитерпены $C_{15}H_{24}$ ($n = 3$), которые при комнатной температуре представляемой собой “густые” жидкости [Чичибабин, 1957], и политерпены ($n \geq 4$). Канифоль представляет собой, главным образом, смесь “смоляных” кислот состава $C_{19}H_{29}COOH$ [Чичибабин, 1957]. К производным терпенов, в частности, относится гваяковая смоляная кислота $C_{20}H_{24}O_4$, содержащаяся в гваяковой смоле, что свидетельствует о роли терпеноидов в образовании tar balls [Hoffer et al., 2004]. Как известно, при повышенной температуре воздуха усиливается эмиссия терпенов хвойными растениями [Seinfeld and Pandis, 1998]. Возможно, что это явление способствовало достаточно интенсивному образованию смолистых веществ и их конденсации на частицах аэрозоля при массовых лесных пожарах летом 2019 г. на Аляске.

В некоторых работах фракцию частиц дымового аэрозоля “tar balls” называют “коричневым углеродом”. На наш взгляд, эту фракцию правильнее называть “желтым углеродом” (YelC).

7. СОПОСТАВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ ДЛЯ АНОМАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ДЫМОВОГО АЭРОЗОЛЯ С ДАННЫМИ ЛАБОРАТОРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ТВ

В [Sedlasec III et al., 2018] сравниваются результаты различных исследований [Hand et al., 2005; Alexander et al., 2008; Hoffer et al., 2016; Chakrabarty et al., 2006] коэффициента преломления вещества частиц фракции ТВ дымового аэрозоля на длинах волн 550 нм [Alexander et al., 2008; Hoffer et al., 2016], 532 нм [Chakrabarty et al., 2006] и 632 нм [Hand et al., 2005]. В [Chakrabarty et al., 2006] получены оценки действительной и мнимой части коэффициента преломления: 1.80–0.007; и 1.75–0.002i для случаев слабого поглощения. По данным измерений [Hand et al., 2005] мнимая часть показателя преломления для ТВ оказалась в несколько раз больше, чем в [Chakrabarty et al., 2006]: 1.56–0.02i. Наибольшие значения мнимой части коэффициента преломления для ТВ получены в работах [Alexander et al., 2008] и [Hoffer et al., 2016]: 1.67–0.27i и 1.84–0.21i (случаи сильного поглощения).

По данным измерений на станции AERONET NEON_DEJU 10.07.2019 в 15:45:41 (спектр 11) коэффициент преломления на длинах волн 440, 675, 870 и 1020 нм принимал значения 1.58–0.134i, 1.60–0.184i, 1.60–0.27i и 1.60–0.315i, соответственно. Нетрудно видеть, что оптические константы в рассматриваемом случае на длинах волн 675 и 870 нм с удовлетворительной точностью согласуются с результатами работы [Alexander et al., 2008]. Это свидетельствует о том, что аномальное селективное поглощение в дымах Аляски с большой вероятностью обусловлено появлением в дымовом аэрозоле фракции сильно поглощающих частиц ТВ.

8. О РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТАХ ДЫМОВОГО АЭРОЗОЛЯ ПРИ АНОМАЛЬНОМ СЕЛЕКТИВНОМ ПОГЛОЩЕНИИ

Для сильно поглощающего дымового аэрозоля радиационный форсинг на верхней границе атмосферы может быть положительным [Russell et al., 2002]. Согласно данным мониторинга OMX на станции NEON_DEJU 10.07.2019 в 15:45 (спектр 11) аэрозольный форсинг на верхней границе атмосферы оказался равным +14.3 Вт/м² и –169.5 Вт/м² на нижней границе. Анализ данных мониторинга OMX для случаев крупномасштабного задымления в Южной Африке показал, что положительный радиационный форсинг на верхней границе атмосферы иногда наблюдается при пожарах в саванне. В частности, на станции AERONET Mongu_Inn 20.08.2022 в 12:43 и 23.08.2022 в 13:42 были зарегистрированы значения аэрозольного радиационного форсинга на верхней границе атмосферы +4.2 и +1.5 Вт/м², соответственно (при значениях $\tau_{440} = 0.41$ и 0.42).

Во время лесных пожаров в Канаде 03.06.2023 в 22:26, когда определяющий вклад в поглощение вносит коричневый углерод, аэрозольный радиационный форсинг на верхней границе атмосферы также оказался положительным (23.3 Вт/м²).

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием данных мониторинга оптических и микрофизических характеристик дымового аэрозоля на станциях AERONET при массовых лесных пожарах в бореальных лесах Аляске летом 2019 г. обнаружено аномальное селективное поглощение дымового аэрозоля в видимой и ближней инфракрасной областях спектра (диапазон длин волн 440–1020 нм). Максимальное значение мнимой части коэффициента преломления вещества частиц дымового аэрозоля достигало 0.315 на длине волны 1020 нм, что намного превышает мнимую часть коэффициента преломления черным и коричневым углеродом на

длине волны 440 нм при массовых лесных пожарах на Аляске летом 2019 г. (0.018) и при пожарах в саванне в августе 2022 г. (0.041).

Аномальное селективное поглощение дымового аэрозоля отличается значительным увеличением мнимой части коэффициента преломления с ростом длины волны (в 1.24–7.2 раза при изменении длины волны от 440 до 1027 нм).

Показано, что спектральные зависимости мнимой части коэффициент преломления с удовлетворительной точностью аппроксимируются степенными функциями с показателями степени от 0.26 до 2.35.

Проанализированы вариации аэрозольных оптических толщин ослабления и поглощения, а также альbedo однократного рассеяния при аномальном селективном поглощении дымового аэрозоля летом 2019 г. при массовых лесных пожарах на Аляске. Установлено, что аэрозольные оптические толщины ослабления и поглощения с удовлетворительной точностью аппроксимируются степенными функциями. Показатели Ангстрема для аэрозольной оптической толщины ослабления при аномальном селективном поглощении дымового аэрозоля (0.96–1.65) в среднем (1.29) заметно ниже, чем среднее значение (1.38) для случаев поглощения черным и коричневым углеродом (диапазон изменения от 1.24 до 1.92).

Показатель Ангстрема для аэрозольной оптической толщины поглощения при наличии в частицах дымового аэрозоля черного углерода или одновременно черного и коричневого углерода варьирует в пределах от 1.08 до 1.68 (среднее значение 1.38), а при аномальном селективном поглощении дымового аэрозоля показатель Ангстрема варьирует в широких пределах. Его среднее значение равно 0.365. В большинстве случаев значения показателя Ангстрема для АОТ поглощения попадают в диапазон от 0.05 до 0.97. В одном исключительном случае он равен –0.89 (увеличение АОТ поглощения с ростом длины волны).

Максимальное наблюдаемое значение аэрозольной оптической толщины поглощения на длине волны 440 нм составило 0.72.

При аномальном селективном поглощении дымового аэрозоля альbedo однократного рассеяния варьирует в пределах от 0.62 до 0.96 по сравнению с диапазоном от 0.83 до 0.99, в отсутствие аномального поглощения.

Показано, что при массовых лесных пожарах летом 2019 г. на Аляске в дымовом аэрозоле, в том числе, при аномальном селективном поглощении доминировала фракция тонкодисперсного аэрозоля.

Анализ показал, что наиболее вероятной фракцией частиц дымового аэрозоля с аномальным селективным поглощением в видимой и ближней инфракрасной областях спектра могут

быть частицы фракции ТВ, – продукт конденсации (полимеризации) терпеноидов (смолистых соединений). Повышенные концентрации ТВ в атмосферном воздухе Аляски при лесных пожарах летом 2019 г., по-видимому, обусловлены потеплением климата в Арктике, одним из эпизодов которого является температурная аномалия на Аляске летом 2019 г. и в предыдущие месяцы.

Показано, что аномальное селективное поглощение в дымах Аляски, по-видимому, обусловлено появлением в дымовом аэрозоле фракции сильно поглощающих частиц ТВ.

Установлено, что при аномальном селективном поглощении аэрозольной радиационный форсинг на верхней границе атмосферы может быть положительным.

Авторы благодарят команду AERONET за возможность использовать данные мониторинга, Г.С. Голицына за полезные советы, О.Г. Чхетiani и А.С. Гинзбурга за обсуждение результатов и анонимного рецензента за конструктивные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аршинов М.Ю., Белан Б.Д. Исследования дисперсного состава аэрозоля в периоды весенней дымки и лесных пожаров // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 24. № 6. С. 468–474.
- Бондур В.Г., Гинзбург А.С. Эмиссия углеродсодержащих газов и аэрозолей от природных пожаров на территории России по данным космического мониторинга // Доклады АН. 2016. Т. 466. № 4. С. 473–477.
- Виноградова А.А., Смирнов Н.С., Коротков В.Н. Аномальные пожары 2010 и 2012 гг. на территории России и поступление черного углерода в Арктику. // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 6. С. 482–487.
- Голицын Г.С., Шукуров А.Х., Гинзбург А.С., Сутугин А.Г., Андропова А.В. Комплексное исследование микрофизических и оптических свойств дымового аэрозоля // Изв. АН СССР. Физика атмосфера и океана. 1988 Т. 24. № 3. Р. 227–233.
- Горчаков Г.И., Аникин П.П., Волох А.А., Емиленко А.С., Исаков А.А., Копейкин В.М., Пономарева Т.Я., Семутникова Е.Г., Свириденков М.А., Шукуров К.А. Исследование состава задымленной атмосферы Москвы во время пожаров торфяников летом-осенью 2002 г. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 40. № 3. С. 370–384.
- Горчаков Г.И., Свириденков М.А., Семутникова Е.Г., Чубарова Н.Е., Холбен Б.Н., Смирнов А.В., Емиленко А.С., Исаков А.А., Копейкин В.М., Карпов А.В., Лезина Е.А., Задорожная О.С. Оптические и микрофизические характеристики аэрозоля задымленной атмосферы московского региона в 2010 году // Доклады АН. 2011. Т. 437. № 5. С. 686–690.
- Горчаков Г.И., Васильев А.В., Веричев К.С., Семутникова Е.Г., Карпов А.В. Тонкодисперсный коричневый

- углерод в задымленной атмосфере. // Доклады Академии Наук. 2016. Т. 471. № 1. С. 91–97.
- Горчаков Г.И., Карнов А.В., Панкратова Н.В., Семутникова Е.Г., Васильев А.В., Горчакова И.А. Коричневый и черный углерод в задымленной атмосфере при пожарах в бореальных лесах // Исследования Земли из Космоса. 2017. № 3. С. 11–21.
- Горчаков Г.И., Голицын Г.С., Ситнов С.А., Карнов А.В., Горчакова И.А., Гуцин Р.А., Даценко О.И. Крупномасштабные дымки Евразии в июле 2016 г. // Доклады АН. 2018. Т. 482. № 2. С. 211–214.
- Горчаков Г.И., Ситнов С.А., Карнов А.В., Горчакова И.А., Гуцин Р.А., Даценко О.И. Крупномасштабные дымки Евразии летом 2016 г. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 3. С. 41–51.
- Грин Х., Лейн В. Аэрозоли-пыли, дымы и туманы: Л.: Химия. 1969. 427с.
- Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Гидрометеоиздат, 1986. 256 с.
- Мохов И.И., Горчакова И.А. Радиационный и температурный эффект летних пожаров 2002 г. в московском регионе // Доклады АН. 2005. Т. 400. № 4. С. 528–531.
- Панченко М.В., Журавлева Т.Б., Козлов В.С., Насртдинов И.М., Польшин В.В., Тертугова С.А., Чернов Д.Г. Оценка радиационных эффектов аэрозоля в дымовых и задымленных условиях атмосферы Сибири // Метеорология и Гидрология. 2016. № 2. С. 45–54.
- Чичибабин А.Е. Основные начала органической химии. Том II. М.: Госуд. научно-техн. изд-во химич. литературы, 1957. 767 с.
- Adachi K., Sedlacek III A.J., Kleinman L. Huble J.M., Shilling J.E., Onash T.B., Kinase T., Sakata K., Takahashi J., Buseck P.R.. Spherical tarball particles form through rapid chemical and physical changes of organic matter in biomass-burning smoke // Proceedings of the National Academy of Sciences. 2019. V. 116. № 39. P. 19336–19341.
- Alexander D.T., Crozier P.A., Anderson J.R. Brown carbon spheres in East Asian outflow and their optical properties // Science. 2008. V. 321. P. 833–836.
- Bergstrom R.W., Russell P.B., Hignett P. Wavelength dependence of the absorption of black carbon particles: Predictions and results from the TARFOX experiment and implications for the aerosol single scattering albedo // J. Atm. Sci. 2002. V. 59. № 3. P. 567–577.
- Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and scattering of light by small particles. N.Y.: John Wiley & Sons; 2008. 232 p.
- Chakrabarty R.K., Moosmuller H., Garro M.A., Arnott W.P., Walker J., Susott R.A., Rabbitt R.E., Wold C.E., Lincoln E.N., Hao W.M. Emissions from the laboratory combustion of midland fuels: Particle morphology and size // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. D07204.
- Chubarova N., Nezval' Y., Sviridenkov M., Smirnov A., Slutsker I. Smoke aerosol and its radiative effects during extreme fire event over Central Russia in summer 2010 // Atmos. Meas. Tech. Discuss. 2011. V. 4. P. 6351–6386.
- Dubovik O., King M.A. A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements. // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 2000. V.105. № D16. P. 20673–20696.
- Dubovik O., Smirnov A., Holben B.N., King M.D., Kaufman Y.J., Eck T.F., Slutsker I. Accuracy assessment of aerosol optical properties retrieved from Aerosol Robotic Network (AERONET) Sun and sky radiance measurements // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 9791–9806.
- Dubovik O., Holben B., Eck T.F., Smirnov A., Kaufman Y.J., King M.D., Tanré D., Slutsker I. Variability of absorption and optical properties of key aerosol types observed in worldwide locations // J. Atm. Sci. 2002. V. 59. № 3. P. 590–608.
- Eck T.F., Holben B.N., Reid J.S., Sinyuk A., Hyer E.J., O'Neill N.T., Shaw G.E., Vande Castle J.R., Chapin F.S., Dubovik O., Smirnov A. Optical properties of boreal region biomass burning aerosols in central Alaska and seasonal variation of aerosol optical depth at an Arctic coastal site. Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2009. V. 16. № 114. D11208.
- Feng Y., Ramanathan V., Kotamarthi V.R. Brown carbon: a significant atmospheric absorber of solar radiation? // Atmospheric Chemistry and Physics. 2013 V. 13. № 17. P. 8607–8621.
- Girroto G., China S., Bhadari J., Gorkovski K., Scanalo B., Capek T., Mainovski A., Veghte D., Kalkarni G., Aiken A., Dubey M.K., Mazzoleni C. Fractal-like tar ball aggregates from wildfire smoke. Environ. Sci. Technol. Lett. 2018. V. 5. P. 360–365.
- Gorchakov G.I., Sitnov S.A., Sviridenkov M.A., Semoutnikova E.G., Emilenko A.S., Isakov A.A., Kopeikin V.M., Karpov A.V., Gorchkova I.A., Verichev K.S., Kurbatov G.A., Ponomareva T.Ya. Satellite and ground – based monitoring of smoke in the atmosphere during the summer wildfires in European Russia in 2010 and Siberia in 2012 // Int. J. Remote Sens. 2014. V. 35. № 15. P. 5698–5721.
- Gorchakov G.I., Sitnov S.A., Karpov A.V., Kopeikin V.M., Gorchakova I.A., Isakov A.A., Gushin R.A., Datsenko O.I., Ponomareva T.Ya. Siberian smoke haze over Europe in July 2016 // Proc. SPIE 10833, 24th international Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. 2018. 108330O. P. 1–8.
- Hand J.L., Malm W.C., Laskin A., Day D., Lee T.B., Wang C., Carrico C., Carrillo J., Cowin J.P., Collett Jr J., Iedema, M.J. Optical, physical, and chemical properties of tar balls observed during the Yosemite Aerosol Characterization Study // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 2005. V. 110. D21210. P. 1–14.
- Hoffer A., Kiss G., Blazso M., Gelencser A. Chemical characterization of humic-like substances (HULIS) formed from a lignin-type precursor in model cloud water // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. Z06115.
- Hoffer A., Tóth A., Nyirő-Kósa I., Pósfai M., Gelencsér A. Light absorption properties of laboratory-generated tar ball particles // Atmos. Chem. Phys. 2016. V. 16. P. 239–246.

- Holben B.N., Eck T.F., Slutsker I., Tanré D., Buis J.P., Setzer A., Vermote E., Reagan J.A., Kaufman Y.J., Nakajima T., Lavenu F., Jankowiak I., Smirnov A. AERONET—A Federated Instrument Network and Data Archive for Aerosol Characterization // Remote Sensing Environment. 1998. V. 66. № 1. P. 1–16.
- Ju J., Dunne J.P., Shevliakoka E., Ginox P., Malyshevs., John J.G., Krasting J.P. Increased Risk of the 2019 Alaskan July Fires due to Anthropogenic Activity // Bulletin of the American Meteorological Society. 2021. V. 102. № 1. P. S1–S7.
- Konovalov I.B., Beekmann M., Berezin E.V., Petetin H., Mielonen T., Kuznetsova I.N., Andreae M.A. The role of semi-volatile organic compounds in the mesoscale evolution of biomass burning aerosol: a modeling case study of the 2010 mega-fire event in Russia // Atmos. Chem. Phys. 2015. V. 15. P. 13269–13297.
- Konovalov I.B., Beekmann M., Golovushkin N.A., Andrea M.O. Nonlinear behavior of organic aerosol in biomass burning plumes: a microphysical model analysis // Atmos. Chem. Phys. Discussions. 2019. V. 19. P. 12091–12119.
- Kozlov V.S., Yausheva E.P., Terpugova S.A., Panchenko M.V., Chernov D.G., Shmargunov V.P. Optical – microphysical properties of smoke haze from Siberian forest fires in summer 2012 / Int. J. Remote Sens. 2014. V. 35. № 15. P. 5722–5741.
- Li C., He Q., Schade J., Passig J., Zimmermann R., Meidan D., Laskin A., Rudich Y. Dynamic changes in optical and chemical properties of tar ball aerosols by atmospheric photochemical aging // Atmos. Chem. Phys. 2019. V. 19. P. 139–163.
- Masson-Delmotte V., Zhai P., Portner H.O. et al. IPCC, 2018: Summary for Policymakers. In: Global Warming of 1.5C. Geneva, Switzerland: World Meteorological Organization. 2018.
- Nikonovs T., North P.R.J., Doerr S.H. Smoke aerosol properties and ageing effects for northern temperate and boreal regions derived from AERONET source and age attribution // Atmos. Chem. Phys. 2015. V. 15. P. 7929–7943.
- Posfai M., Simonics R., Li J., Hobbs P.V., Buseck P.R. Individual aerosol particles from biomass burning in southern Africa: 1. Compositions and size distributions of carbonaceous particles. // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 2003. V. 108. № D13. 8483. SAF19. P. 1–13.
- Posfai M., Gelencser A., Simonics R., Arato K., Li J., Hobbs P.V., Buseck P.R. Atmospheric tar balls: Particles from biomass and biofuel burning // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 2004. V. 109. D06213.
- Russell P.B., Redemann, J., Schmid B., Bergstrom R.W., Livingston J.M., McIntosh D.M., Ramirez S.A., Hartley S., Hobbs P.V., Quinn P.K., Carrico C.M., Rood M.J., Ostrom E., Noon K.J., von Hooningen-Huene W., Remer L. Comparison of Aerosol Single Scattering Albedos Derived By Diverse Techniques in Two North Atlantic Experiments // J. Atm. Sci. 2002. V. 59. № 3. Part 2. P. 609–619.
- Sayer A.M., Hsu N.C., Eck T.F., Smirnov A., Holben B.N. AERONET-based models of smoke-dominated aerosol near source regions and transported over oceans, and implications for satellite retrievals of aerosol optical depth // Atmos. Chem. Phys. 2014. V. 14. № 20. P. 11493–11523.
- Sinyuk A., Holben B.N., Eck T.F., Giles D.M., Slutsker I., Korkin S., Schafer J.S., Smirnov A., Sorokin M., Lyapustin A. The AERONET Version 3 aerosol retrieval algorithm, associated uncertainties and comparisons to Version 2 // Atmos. Meas. Tech. 2020. V. 13. P. 3375–3411.
- Sedlasec III A.J., Buseck P.R., Adachi K., Onasch T.B., Springston S.K., Kleinman J. Formation and evolution of tar balls from Northwestern US wildfires // Atmos. Chem. Phys. 2018. V. 18. № 15. P. 11289–11301.
- Seinfeld J.H., Pandis S.N. From air pollution to climate change. N.Y.: Wiley and Sons. 1998. 1326 p.
- Zhuravleva T.B., Kabanov D.M., Nasrtdinov I.M., Russkova T.V., Sakerin S.M., Smirnov A., Holben B.N. Radiative characteristics of aerosol during extreme fire event over Siberia in summer 2012 // Atmos. Meas. Tech. 2017. № 10. P. 179–198.

Anomalous Selective Absorption of Smoke Aerosol during Forest Fires in Alaska in July–August 2019

G. I. Gorchakov^{1,*}, V. M. Kopeikin¹, R. A. Gushchin¹, A. V. Karpov¹, E. G. Semoutnikova², O. I. Datsenko¹, and T. Ya. Ponomareva³

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

²Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, GSP-1, Leninskiye Gory, 1, build. 2, Moscow, 119991 Russia

³Hydrometeorological Research Center of Russia, Bolshoi Predtechensky lane, 13, build. 1, Moscow, 123376 Russia

*e-mail: gengor@ifaran.ru

According to the monitoring data of the optical and microphysical characteristics of smoke aerosol at AERONET stations during forest fires in the summer of 2019 in Alaska, anomalous selective absorption of smoke aerosol was detected in the visible and near infrared spectral range from 440 to 1020 nm. With anomalous selective absorption, the imaginary part of the refractive index of smoke aerosol reached 0.315 at a wavelength of 1020 nm. A power-law approximation of the spectral dependence of the imaginary part of the refractive index with an exponent from 0.26 to 2.35 is proposed. It is shown that for anomalous selective absorp-

tion, power-law approximations of the spectral dependences of the aerosol optical extinction and absorption depths are applicable with an Angstrom exponent from 0.96 to 1.65 for the aerosol optical extinction depth and from 0.97 to -0.89 for the aerosol optical absorption depth, which reached 0.72. Single scattering albedo varied from 0.62 to 0.96. In the size distribution of smoke aerosol particles with anomalous selective absorption, the fine fraction of particles of condensation origin dominated. The similarity of the fraction of particles distinguished by anomalous selective absorption with the fraction of tar balls detected by electron microscopy in smoke aerosol, which, apparently, arise during the condensation of terpenes and their oxygen-containing derivatives, is noted.

Keywords: large-scale forest fires, smoke aerosol, optical and microphysical characteristics, anomalous selective absorption, imaginary part of the refractive index, aerosol extinction optical depth, aerosol absorption optical depth, single scattering albedo, particle size distribution, aerosol radiative forcing

УДК 551.510.42; 551.510.411

УСЛОВНО-ФОНОВЫЙ УРОВЕНЬ АЭРОЗОЛЬНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ ПРИЗЕМНОГО ВОЗДУХА В МОСКВЕ И ПРИГОРОДЕ: СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ

© 2023 г. Д. П. Губанова^а, *, А. А. Виноградова^а, Е. А. Лезина^б,
М. А. Иорданский^а, А. А. Исаков^а

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

^бГПБУ “Мосэкомониторинг”, ул. Новый Арбат, 11/1, Москва, 121019 Россия

*e-mail: gubanova@ifaran.ru

Поступила в редакцию 06.04.2023 г.

После доработки 18.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Анализируются данные непрерывных наблюдений за составом аэрозоля в приземной атмосфере в Москве (в центре города) и в Подмосковье (вблизи г. Звенигород Московской области) в течение трех лет, с осени 2019 до конца 2022 года. Выполнено сравнение полученных данных с результатами наблюдений на московской сети станций ГПБУ “Мосэкомониторинг”. Введено понятие условно фоновое аэрозольное загрязнение приземной атмосферы в Москве для тех дней, когда значение среднесуточной массовой концентрации частиц PM_{10} ниже ПДК (60 мкг/м^3). Число таких дней составило больше 91% в Москве за три года наблюдений. Ранее авторами было установлено, что все эпизоды более высокого аэрозольного загрязнения городского воздуха (с превышением ПДК) связаны либо с наличием близкого локального источника в городе, либо с дальним переносом аэрозолей горения и/или пыли в Московскую область из других регионов. Среднесуточная концентрация $PM_{2.5}$ в городе и пригороде круглогодично ниже ПДК (35 мкг/м^3). Условно фоновое аэрозольное загрязнение приземной атмосферы формируется как природными, так и антропогенными источниками аэрозолей, причем не только локального, но и удаленного происхождения. В его уровне и составе неявно отражается влияние метеорологических параметров на источники и стоки аэрозолей, а также адвективного переноса аэрозоля воздушными массами в город и из него. Приведены результаты анализа сезонных вариаций различных показателей состава аэрозоля в приземной атмосфере при условно фоновом загрязнении: массовой концентрации частиц PM_{10} , $PM_{2.5}$ и отдельных химических элементов, распределения химических элементов по размерам аэрозольных частиц. Делается акцент на сходстве и различии этих характеристик в приземном воздухе города и пригорода в разные сезоны.

Ключевые слова: атмосфера, мегаполис, пригород, приземный аэрозоль, условно фоновое аэрозольное загрязнение, PM_{10} , $PM_{2.5}$, элементный состав, массовая концентрация, распределение химических элементов по размерам аэрозольных частиц

DOI: 10.31857/S0002351523060056, **EDN:** OQZOOA

ВВЕДЕНИЕ

В крупных городах природные экосистемы нарушены антропогенным воздействием [Касимов, 2013], что может отрицательно влиять на экологическое равновесие в трофических цепях городской окружающей среды и качество жизни населения. Состав приземного воздуха в городе и пригороде в значительной степени отличается не только за счет различных ландшафта, орографии, плотности застройки, ветрового режима, специфических локальных источников, но и в связи с формированием над городом так называемого “острова тепла” [Кузнецова и др., 2017; Локошенко и Енукова, 2020; Chapman et al., 2017; Loko-

shchenko and Alekseeva, 2023] и воздействием теплового загрязнения, создаваемого антропогенными потоками тепла [Гинзбург и Демченко, 2019; Гинзбург и Докукин, 2021]. В совокупности данные факторы обуславливают более сложный газовый и аэрозольный состав атмосферы мегаполисов, влияющий на химические процессы и физические свойства всех составляющих атмосферного воздуха. Повышенное содержание в воздухе монооксида углерода, оксидов азота и других газов, пониженная концентрация кислорода в летнее время, внезапные колебания концентрации, размера и состава аэрозольных частиц, температурные волны жары и холода — все

Таблица 1. Сравнение стандартов ПДК аэрозольных частиц PM_{10} и $PM_{2.5}$ в приземном воздухе городов, принятых в России, ЕС, США, Китае и рекомендованных ВОЗ [ГН 2.1.6.3492-17, 2019; EEA Air quality standards; U.S. EPA National Ambient..., 2006; GB 3095-2012, 2012; WHO global air quality ..., 2021]

Параметр	PM_{10}					$PM_{2.5}$				
	Россия	ЕС	США	Китай	ВОЗ	Россия	ЕС	США	Китай	ВОЗ
Среднесуточная ПДК, мкг/м ³	60	50	150	150	45	35	—*	35	75	15
Среднегодовая ПДК, мкг/м ³	40	40	—*	70	15	25	25	12	35	5

* Не нормируется.

эти индикаторы качества воздуха, составляющие биоклиматические факторы комфортности среды, сказываются на самочувствии и здоровье населения [Ревич и Малеев, 2011; Ревич, 2018; Revich et al., 2016; Zhang et al., 2021].

Одним из основных критериев качества воздуха ([Ревич, 2018; Transforming our World..., 2015]) является содержание в атмосфере мелкодисперсного аэрозоля $PM_{2.5}$ (с диаметром частиц от 10 нм до 2.5 мкм) и аэрозоля PM_{10} , включающего также частицы более крупной размерности (с диаметром до 10 мкм). Стандартами разных стран и организаций для оценки качества городской окружающей среды и, в частности, степени загрязненности атмосферы, установлены количественные показатели содержания аэрозольных частиц $PM_{2.5}$ и PM_{10} в приземном воздухе в единицах их массовой концентрации. В табл. 1 приведены предельно допустимые концентрации (ПДК) аэрозолей $PM_{2.5}$ и PM_{10} , введенные соответствующими ведомствами России [ГН 2.1.6.3492-17, 2019], Евросоюза (ЕС) [EEA Air quality standards], США [U.S. EPA National Ambient..., 2006], Китая [GB 3095-2012, 2012] и Всемирной организации здравоохранения (ВОЗ) [WHO global air quality ..., 2021].

В последние годы, в связи с возрастанием числа дней с неблагоприятными метеорологическими условиями (НМУ) и опасными погодными явлениями, быстрым распространением эпидемий и опасных инфекций, влияющих на здоровье населения, больше внимания стало уделяться соответствию качества атмосферного воздуха в городах и урбанизированных районах мира утвержденным нормативам (например, [Chubarova et al., 2021; Sokhi et al., 2021; Zhang et al., 2021]). Однако наблюдений за атмосферным аэрозолем все еще недостаточно при оценке состава атмосферы и качества окружающей среды. Это связано с тем, что свойства атмосферных аэрозолей описываются множеством изменяющихся параметров, в отличие от других загрязняющих примесей, которые характеризуются, главным образом, их концентрацией.

Аэрозоль — изменчивая составляющая атмосферы, влияющая как на состояние окружающей

среды, так и на климат разных природных зон и территорий [Seinfeld and Pandis, 2006; Кондратьев и др., 2007; Гинзбург и др., 2008]. Различные источники (дальние и локальные, природные и антропогенные) поставляют в атмосферу первичный аэрозоль разного состава, как по размеру частиц, так и по химическим компонентам. Кроме того, в самой атмосфере, содержащей не только аэрозольные, но и газовые примеси, возможны образование вторичных аэрозольных частиц, а также различная трансформация физических и химических свойств аэрозоля. Все эти процессы, их наличие и эффективность, зависят как от химической активности веществ в воздухе и интенсивности солнечного излучения, так и от метеорологических параметров атмосферы, вариаций эмиссий и стоков примесей, а также от условий их дальнего распространения с воздушными массами в разные сезоны года. Таким образом, детальное исследование аэрозоля в крупном городе требует сведений о большом числе переменных, описывающих свойства атмосферы, а также, по возможности, данных о составе эмиссий и расположении как природных, так и антропогенных источников различных атмосферных составляющих.

При изучении атмосферного аэрозоля очень полезную информацию дает его элементный состав, который косвенно указывает на локальные/удаленные источники загрязнения атмосферы и пути его поступления к месту наблюдений [Rasmussen, 1998; Salvador et al., 2010; Губанова и др., 2018; Трефилова и др., 2012]. На данный момент число работ, посвященных изучению элементного состава атмосферных аэрозолей в разных районах России, растет. Обзор на эту тему можно найти, например, в публикации [Губанова и др., 2021]. В Московском регионе исследования элементного состава аэрозоля до недавнего времени проводились эпизодически, например, в работах [Волох и Журавлева, 1994; Губанова и др., 2017; Губанова и др., 2021a, 2021b; Огородников и др., 1996; Andronova et al., 2011]. В последние годы сотрудниками МГУ им. М.В. Ломоносова реализуются комплексные исследования по определению и сопоставлению элементного состава твер-

дых частиц почв и дорожной пыли с составом атмосферного аэрозоля и осадков в Москве и Подмосковье [Власов и др., 2014; Касимов и др., 2021; Кошелева и др., 2018; Vlasov et al., 2021a, 2021b; Kasimov et al., 2020].

В целом, необходимо отметить, что обобщение данных об аэрозольном загрязнении атмосферы городов — тема сложная (см., например, [Безуглая и Смирнова, 2008]), поскольку даже в одной и той же природной зоне каждый город уникален своими антропогенными нагрузками. Самый общий подход к этому вопросу — выделение антропогенной части на фоне природной, свойственной окружающим ландшафтам — мог бы позволить хотя бы качественно оценить степень влияния человека на природные экосистемы и по этому показателю сравнивать разные города. Однако атмосфера — это среда, свойства и состав которой быстро меняются благодаря циркуляции воздушных масс. Эти процессы способны перемешивать примеси в воздухе над регионами, площадь которых значительно превышает площадь отдельного города, что мешает выделению природного уровня и состава загрязнения атмосферы, соответствующего исходному окружающему ландшафту в отсутствие антропогенного воздействия. Вопросы учета таких явлений при классификации воздушных масс и их загрязнений посвящены, например, публикации [Власенко и др., 2019; Польшкин и Панченко, 2022; Ruckstuhl et al., 2012].

В настоящей работе анализируются экспериментальные данные о составе аэрозоля в приземном воздухе Москвы и одного из подмосковных районов, полученные в рамках синхронного комплексного эксперимента по изучению атмосферного аэрозоля, проводимого Институтом физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (ИФА РАН). Рассмотрены ежесуточные значения массовой концентрации частиц PM_{10} и $PM_{2,5}$, а также элементный состав аэрозоля и распределение химических элементов по размерам аэрозольных частиц для разных сезонов с осени 2019 до конца 2022 года. Акцент данной статьи делается на выявлении наиболее типичных и, наоборот, различных характеристик аэрозольного загрязнения приземного воздуха в крупном городе и в его пригороде в разные сезоны. Вводится понятие условно фонового аэрозольного загрязнения приземного воздуха и оценены его количественные показатели.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Пункты наблюдений и предмет исследований

С октября 2019 года сотрудниками ИФА РАН проводится комплексный аэрозольный эксперимент по синхронному исследованию физико-химических характеристик приземного аэрозоля в Москве и ее пригороде. Пункты наблюдений рас-

положены: 1) в центральной части Москвы, во дворе ИФА РАН (пункт ИФА), примерные координаты 55.74° с.ш.; 37.62° в.д., в зоне плотной городской застройки, недалеко от транспортных магистралей средней загруженности; 2) в пригороде, на Звенигородской научной станции ИФА РАН (пункт ЗНС), примерные координаты 55.70° с.ш.; 36° в.д., около 60 км к западу от столицы, на окраине г. Звенигород Московской области. Схема расположения пунктов наблюдений представлена на рис. 1.

Кроме того, данные, полученные в пункте ИФА, сопоставляются с результатами наблюдений на московской сети автоматических станций контроля загрязнения атмосферы (АСКЗА) ГПБУ “Мосэкомониторинг” (МЭМ). Измерительная сеть МЭМ в Москве включает 58 АСКЗА, расположенных на территории мегаполиса в зонах с различной экологической нагрузкой (жилые микрорайоны, крупные автомагистрали, промышленные и строительные комплексы, ТЭЦ и предприятия теплоэнергетики, нефтеперерабатывающий комплекс, лесопарковые зоны, смешанные территории). Непрерывные измерения массовой концентрации приземного аэрозоля PM_{10} и $PM_{2,5}$ в последние годы (2019–2022) осуществляются на семнадцати–двадцати из АСКЗА МЭМ. Более подробно сеть АСКЗ МЭМ описана на официальном сайте ГПБУ “Мосэкомониторинг” [<https://mosecom.mos.ru/stations/>], а также в [Доклад..., 2023; Еланский и др., 2022]. Наиболее интересными для сравнения с нашими данными, полученными в пункте ИФА, по географическому положению представляются АСКЗА “Спиридоновка” и “Сухаревская пл.” (см. рис. 1). Они находятся в центре Москвы, в пределах Садового кольца, на расстоянии 3–4 км от пункта ИФА. По степени антропогенной нагрузки и специфики городской инфраструктуры наиболее схожи пункт ИФА и АСКЗА “Спиридоновка”.

Предметом наблюдений в проводимом в ИФА РАН комплексном эксперименте являются распределение частиц по размерам, счетная и массовая концентрация аэрозольных частиц $PM_{2,5}$ и PM_{10} , элементный состав и морфологическая структура приземного аэрозоля. Некоторые результаты, полученные в рамках данного эксперимента, представлены, например, в работах [Губанова и др., 2021a, 2021b, 2021v; Gubanova et al., 2022a, 2022b].

Приборы, методы получения и анализа данных

В пунктах ИФА и ЗНС проводятся синхронные наблюдения с применением идентичных приборов и оборудования. Измерение микрофизических характеристик приземного аэрозоля осуществляется круглогодично (с осени 2019 г. по

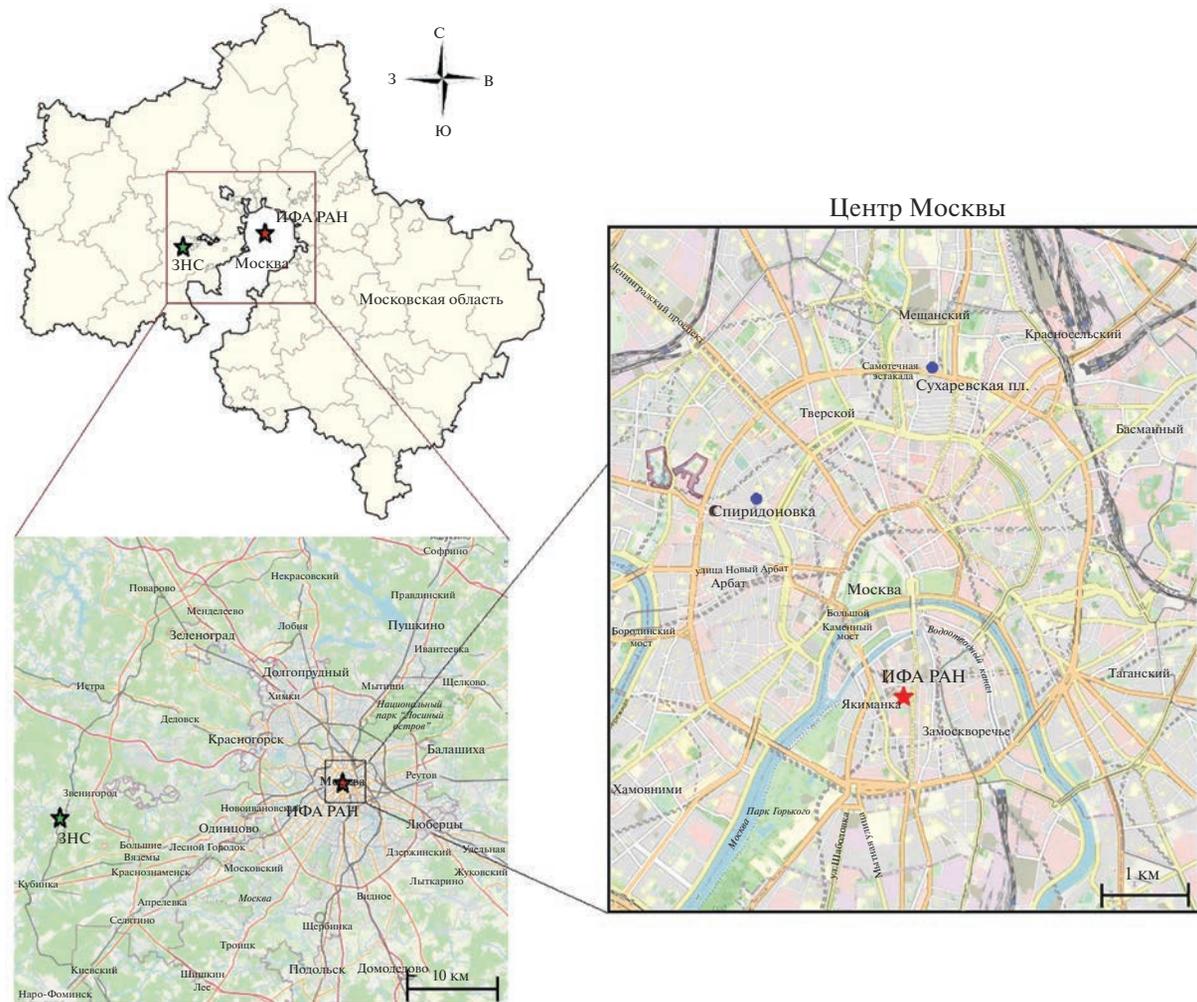


Рис. 1. Схема расположения пунктов наблюдения ИФА, ЗНС и АСКЗА МЭМ “Спиридоновка” и “Сухаревская пл.”

наст. время) в непрерывном автоматическом режиме с временным разрешением 5 мин с помощью лазерных аэрозольных спектрометров ЛАС-П (разработчик – НИФХИ им. Л.Я. Карпова, рег. № 20200-00 в Госреестре СИ) и оптико-электронных аэрозольных счетчиков ОЭАС-05 (разработчик – НИФХИ им. Л.Я. Карпова, рег. № 41182-09 в Госреестре СИ). Спектрометры ЛАС-П предназначены для регистрации частиц диаметром 0.15–1.5 мкм в 10-ти каналах, а счетчики ОЭАС-05 – для регистрации частиц диаметром 0.3–10 мкм в 10-ти каналах.

Методически эксперимент организован таким образом, что в течение 5 недель в центральном месяце каждого сезона (январь, апрель, июль, октябрь) проводится интенсивная фаза исследований с отбором аэрозольных проб на гравиметрический и элементный анализ. Забор проб осуществляется на высоте около 2 м над поверхностью земли на фильтры АФА-ВП-20 и АФА-ХА-20 соответственно с помощью аспирационных пробоотборников со

скоростью отбора 10–14 м³/ч. Смена фильтров производится в 9:00 МСК ежедневно (2019–2021 гг.) или еженедельно (начиная с 2022 г. по наст. время).

В эти же периоды (в течение всех 35 суток) производится отбор проб на шестикаскадные импакторы (разработчик – НИФХИ им. Л.Я. Карпова) [Биргер и др., 1983; Самсонов, 2016] на гидрофобные фильтры из ткани Петрянова типа ФППД и аналитические фильтры типа АФА-ВП-10 для изучения распределения общей массы и массы различных химических элементов в составе аэрозоля по различным размерным фракциям аэрозольных частиц. Импакторы имеют производительность 15 л/мин и следующие диапазоны размеров частиц по каскадам: диаметр частиц $d > 5$ мкм; 3 мкм $< d < 5$ мкм; 2 мкм $< d < 3$ мкм; 1 мкм $< d < 2$ мкм; 0.5 мкм $< d < 1$ мкм; $d < 0.5$ мкм.

Дополнительно в пункте ИФА в интенсивные фазы эксперимента производится отбор проб на морфологический анализ на гидрофобные мембранные фильтры из политетрафторэтилена

(ПТФЭ) и волокнистые фильтры из ткани Петрянова с помощью малообъемного пробоотборника воздуха. Время отбора проб составляет от 12 до 24 ч в разные дни в зависимости от сезона, синоптической обстановки и метеорологических условий. Более подробно методика и результаты исследования морфологической структуры частиц приземного аэрозоля в Москве описаны в [Губанова и др., 2023; Gubanova et al., 2023].

Определение и анализ различных параметров аэрозоля производятся с помощью следующих методов:

- микрофизические характеристики аэрозольных частиц (распределение числа частиц по размерам, счетная концентрация) – оптическим методом: регистрация аэрозольных частиц различных размеров по изменению интенсивности рассеянного света с помощью фотодетекторов;
- массовая концентрация аэрозоля – методом гравиметрии (по привесу на аэрозольных фильтрах) и/или численным расчетом с использованием данных о распределении числа частиц по размерам [Seinfeld and Pandis, 2006];
- элементный состав аэрозоля – методами атомно-эмиссионной спектроскопии (ICP-AES), масс-спектрометрии с индуктивно связанной плазмой (ICP-MS), рентгенофлуоресцентного анализа (XFA) [Карандашев и др., 2007; Кудряшов, 1997; Эрхардт, 1985].

Интернет-ресурсы и базы данных, используемые при анализе и интерпретации результатов:

– метеорологические параметры: данные для ИФА – с ближайшей к ИФА РАН (на расстоянии 850 м) метеостанции Балчуг, а также карты погоды в Москве (веб-сайты [http://gp5.ru; http://www.windy.com/ru; https://weatherarchive.ru/Pogoda/Moscow]) и для ЗНС – со стандартных метеоконфлюксов, расположенных на территории ЗНС ИФА РАН;

– обратные траектории переноса воздушных масс к точке наблюдения, рассчитанные с помощью модели HYSPLIT [Stein et al., 2015] на сайте ARL NOAA [https://www.ready.noaa.gov/HYSPLIT.php];

– данные о массовой концентрации аэрозолей PM_{10} и $PM_{2.5}$ в Москве по результатам измерений на сети АСКЗА МЭМ [http://mosecom.mos.ru/].

В рамках комплексного аэрозольного эксперимента в ИФА РАН получены непрерывные ряды данных о распределении числа аэрозольных частиц по размерам (в диапазоне 0.2–10 мкм) и их счетной концентрации в приземном слое атмосферы за почти 4 года наблюдений.

С использованием этих данных по известной формуле [Seinfeld and Pandis, 2006] рассчитана массовая концентрация аэрозольных частиц различных фракций:

$$M_i(D_p) = \frac{\pi}{6} D_p^3 N_i(D_p), \quad (1)$$

где $\rho = 1.8 \text{ г/см}^3$ – плотность частиц городского аэрозоля, D_p – средний диаметр частиц в каждой размерной фракции (в предположении, что все частицы – сферические), $N_i(D_p)$ – счетная концентрация частиц каждой размерной фракции:

$$N_i(D_p) = \int_{D_{p1}}^{D_{p2}} n_N^0 d \lg_{10}(D_p), \quad (2)$$

где $n_N^0 = dN/d \lg_{10}(D_p)$ – измеренное приборами ЛАС-П и ОЭАС-05 распределение числа аэрозольных частиц по размерам.

Отметим, что значение плотности (1.8 г/см^3) выбрано для аэрозольных частиц размером 0.2–10 мкм для городских условий с учетом результатов анализа авторами многочисленных опубликованных работ по экспериментальному определению плотности частиц различных размеров и состава, а также данных собственных наблюдений о составе и морфологии аэрозольных частиц в приземном слое атмосферы в центре Москвы [Губанова и др., 2023].

Массовая концентрация приземного аэрозоля $PM_{2.5}$ и PM_{10} определяется суммированием значений концентрации соответствующих размерных фракций частиц, входящих в состав PM_{10} и $PM_{2.5}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследования показали, что все эпизоды повышенного аэрозольного загрязнения городского воздуха (рис. 2), когда зарегистрированы значения среднесуточной концентрации частиц PM_{10} выше ПДК, связаны либо с близким локальным источником (июль 2021 г.) [Губанова и др., 2021б], либо с дальним атмосферным переносом аэрозолей горения и/или пыли в Московскую область из других регионов (остальные эпизоды повышенной концентрации PM_{10} [Gubanova et al., 2022a, 2022b]). Данные измерений на АСКЗА МЭМ подтверждают этот вывод. Как видно по рис. 2, случаи резкого роста концентрации частиц PM_{10} (в городе – выше ПДК) наблюдаются в одни и те же дни на всех рассмотренных станциях (включая и пригородный пункт ЗНС). Это указывает на загрязненность приземного слоя атмосферы над большой территорией, что характерно для условий регионального переноса примесей воздушными массами.

На рис. 2б показано, как хорошо сходятся результаты наших измерений в пункте ИФА со значениями концентрации частиц PM_{10} , усредненными по 17–20 АСКЗА МЭМ, определявшими этот параметр атмосферы в городе в рассматриваемые годы. Таким образом, почти всегда можно говорить о реальном общем аэрозольном загрязнении воздуха в Москве в те дни, когда в пункте

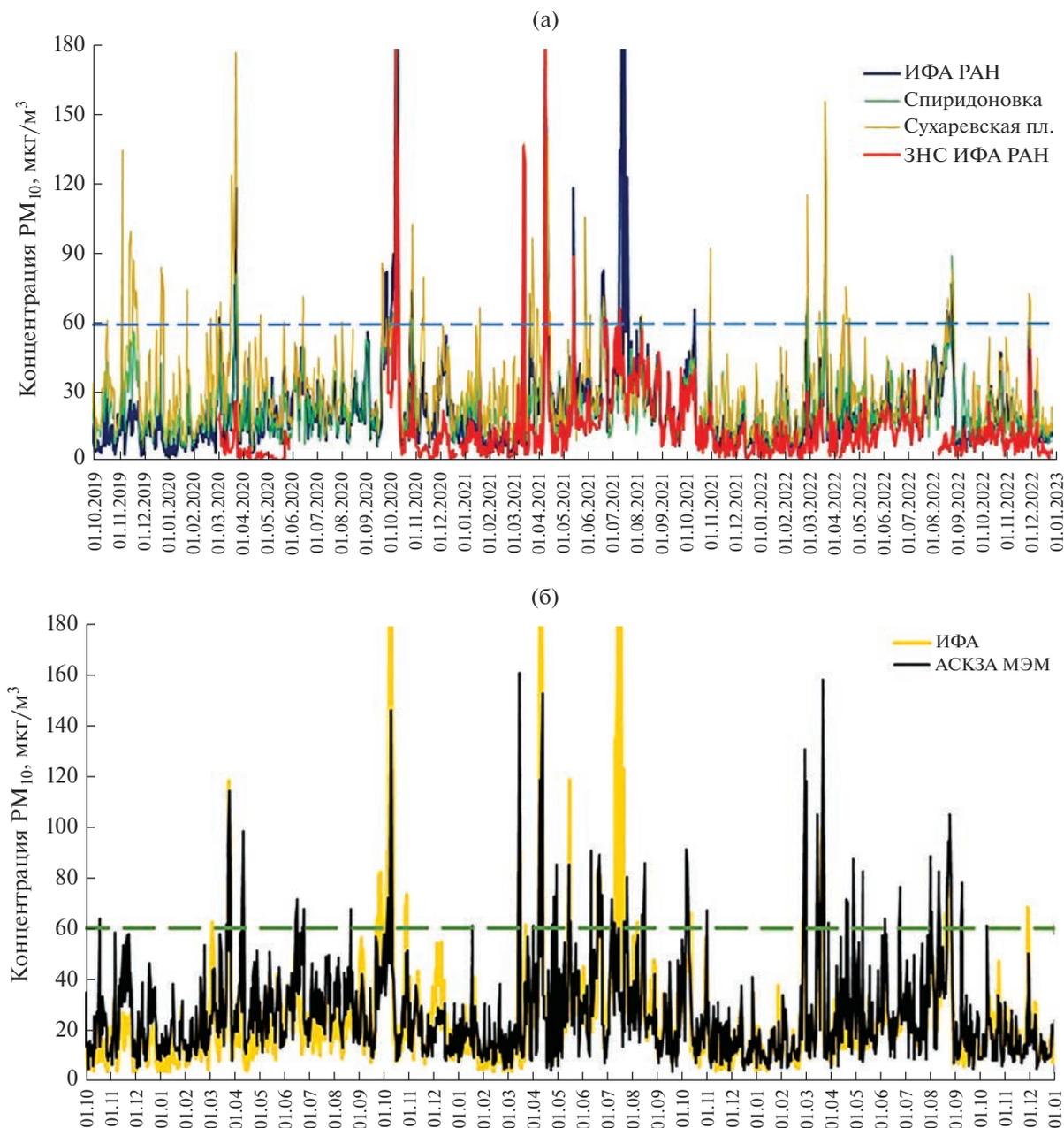


Рис. 2. Среднесуточные значения концентрации частиц PM_{10} за три года: а – наблюдения в пунктах ИФА, ЗНС и на АСКЗА МЭМ “Спиридоновка” и “Сухаревская пл.”, прямоугольники вверх отмечают периоды интенсивного комплексного эксперимента для каждого сезона (см. текст методической части); б – наблюдения в пункте ИФА и усредненные данные всех АСКЗА МЭМ, измерявших концентрацию частиц PM_{10} в Москве в 2019–2022 годах. Горизонтальный синий пунктир – уровень среднесуточной ПДК для PM_{10} в воздухе городских и сельских поселений [ГН 2.1.6.3492-17, 2019].

ИФА наблюдаются значения концентрации PM_{10} выше ПДК.

Эпизод лета 2021 года в Москве стоит особняком. В это время вблизи ИФА РАН (на расстоянии 150 м) осуществлялся интенсивный демонтаж и снос старых производственных зданий разной высотности, и концентрация частиц PM_{10}

была аномально высокой только в пункте наблюдений ИФА. Этот уникальный случай выявления атмосферного загрязнения от типичного городского источника рассмотрен подробно в [Губанова и др., 2021б]. Понятно, что на результатах измерений на станциях МЭМ, удаленных на несколько километров, и, тем более, в пункте ЗНС это событие никак не сказалось (рис. 2).

Таблица 2. Коэффициенты корреляции между концентрациями частиц PM_{10} и $PM_{2.5}$ в Москве (ИФА) и пригороде (ЗНС), а также между пунктами наблюдений по размерным фракциям частиц – за три года по всем среднесуточным значениям или только для дней УФАЗ

	$PM_{10} - PM_{2.5}$		ЗНС – ИФА	
	ЗНС	ИФА	PM_{10}	$PM_{2.5}$
Все данные	0.76	0.58	0.75	0.75
Дни УФАЗ	0.70	0.50	0.67	0.72

Среднесуточные значения концентрации $PM_{2.5}$ (нет на рисунке) были в эти годы практически все время ниже ПДК (35 мкг/м^3), как в городе, так и в пригороде [Gubanova et al., 2021b].

Введение понятия условно фонового уровня аэрозольного загрязнения в Москве

Анализ уровня аэрозольного загрязнения приземного воздуха в Москве и пригороде на основе почти четырехлетних непрерывных рядов данных (с учетом синоптико-метеорологических условий, сезонных особенностей и специфики городских антропогенных источников) выявил лишь несколько эпизодов аномально высокого аэрозольного загрязнения атмосферы в Московском мегаполисе (длительностью от 2 до 10 дней каждый), сопровождавшихся превышением величины ПДК среднесуточными значениями массовой концентрации аэрозоля PM_{10} и неблагоприятными метеорологическими условиями (НМУ), подробно рассмотренными в работе [Кузнецова и др., 2014].

Все остальное время в Москве средняя суточная концентрация частиц PM_{10} не превосходит ПДК. Число таких дней за три года наблюдений составляет более 94% в среднем для двух станций в центре города (ИФА и АСКЗА МЭМ “Спирidonовка”) и более 91% для более загрязненного района АСКЗА МЭМ “Сухаревская площадь”, а для средних значений массовой концентрации PM_{10} по Москве в целом (с учетом данных измерений на всех АСКЗА МЭМ) – даже больше 93%. Это позволяет ввести для Москвы понятие условно фонового аэрозольного загрязнения (УФАЗ) приземного воздуха, критерием которого являются дни, когда средняя суточная концентрация аэрозольных частиц PM_{10} не превосходит ПДК.

Необходимо отметить, что УФАЗ в городе формируется как природными, так и антропогенными источниками аэрозолей не только локального, но и удаленного происхождения. В его показателях неявно учитывается влияние метеопараметров на источники и стоки аэрозоля, а также адвективного переноса аэрозоля воздушными массами в город и из него. Мы не вводим строго

математически конкретные значения аэрозольных составляющих – как фон. Они вычисляются в данной работе по тем суткам, которые соответствуют вводимому условию, и описывают характеристики и вариации введенного условно фонового аэрозольного загрязнения. Похожее понимание городского фона для Санкт-Петербурга использовали авторы работы [Власенко и др., 2019]. Еще раз подчеркнем, что параметры вводимого таким образом УФАЗ не годятся для оценки городской нагрузки на исходные природные экосистемы, как это понимается, например, в [Полькин и Панченко, 2022] и практически всегда понималось под словом “фон” в более ранних исследованиях загрязнения городского воздуха.

По данным наших наблюдений можно оценить характерные количественные и качественные показатели УФАЗ в приземном воздухе Москвы и пригорода в разные сезоны. Рисунок 3 показывает, что, рассматривая только дни УФАЗ, мы действительно получаем ряд данных, лишенный аномально высоких значений аэрозольной концентрации. Как видно, даже сумма среднемесячного значения концентрации PM_{10} в городе и утроенной величины СКО (стандартное отклонение) лишь в редкие месяцы превышает ПДК.

Имевшие место корреляции в исходных суточных данных для концентрации частиц PM_{10} и $PM_{2.5}$ остались значимыми также и при расчетах по дням УФАЗ (табл. 2). Некоторое уменьшение абсолютных значений коэффициентов корреляции для условно фоновых дней связано с тем, что исходные значения отражают синхронное повышение концентрации аэрозоля в пунктах ИФА и ЗНС во время большинства эпизодов аномально высокого загрязнения атмосферы (рис. 2), но таких эпизодов немного.

Сравнивая по табл. 3 некоторые статистические показатели для полных массивов данных и массивов данных для УФАЗ (не разделяя сезоны и годы), можно сделать вывод, что при отбрасывании дней с величинами концентрации PM_{10} больше ПДК массивы значений среднесуточной концентрации PM_{10} и $PM_{2.5}$ становятся более однородными. Максимальные значения концентрации для дней УФАЗ значительно ниже, чем аномальные значения в исходных массивах, и не превышают соответствующие ПДК, средние и медианные величины ближе друг к другу для массивов УФАЗ, чем для исходных полных данных, как в городе, так и в пригороде.

Результаты сравнения этих же статистических параметров для данных, полученных на четырех станциях наблюдений (табл. 3), показывают, что в центре Москвы при УФАЗ среднегодовые значения концентрации PM_{10} и $PM_{2.5}$ более-менее однородны, их показатели не превышают не только соответствующие российские, но и евро-

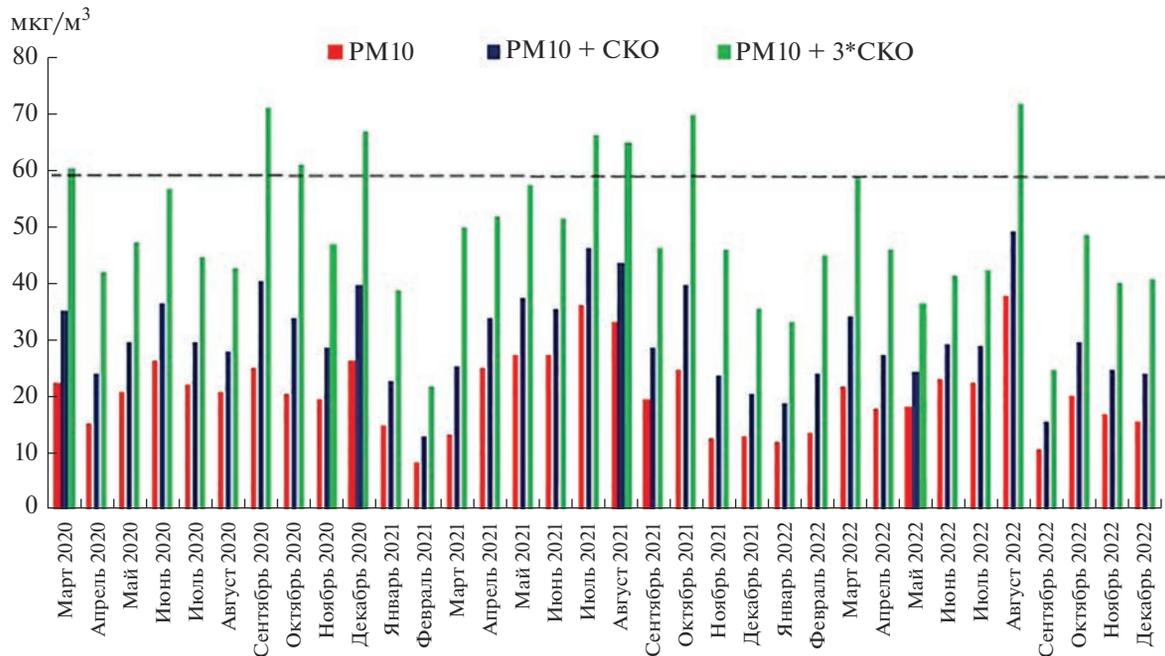


Рис. 3. Статистические показатели изменчивости концентрации частиц PM_{10} в пункте ИФА в дни УФА3: среднемесячные значения (красные столбики), плюс СКО (фиолетовые), плюс $3 \times$ СКО (зеленые). Черный горизонтальный пунктир — уровень среднесуточной ПДК для PM_{10} в воздухе городских и сельских поселений [ГН 2.1.6.3492-17, 2019].

пейские стандарты ПДК (табл. 1). Высокое значение максимума концентрации частиц PM_{10} в пункте наблюдений ИФА связано с влиянием близкого интенсивного локального антропогенного источника летом 2021 года [Губанова и др., 2021б], о котором упоминалось выше.

Здесь уместно привести статистические показатели, аналогичные табл. 3, рассчитанные по значениям ежесуточной концентрации частиц PM_{10} , усредненным по всем данным московских АСКЗА МЭМ за 2020–2022 годы. Максимальное, среднегодовое (\pm СКО) значения и медиана составляют 161, 27 (\pm 21) и 20 $мкг/м^3$. Сравнение с табл. 3 показывает хорошее приближение средних данных по Москве к результатам измерений в пункте ИФА.

Отметим, что в пригороде (пункт ЗНС) УФА3 приземного воздуха соответствует рекомендациям ВОЗ по среднегодовым показателям для ча-

стиц PM_{10} и $PM_{2.5}$. Несколько кратковременных эпизодов повышения концентрации частиц PM_{10} в воздухе ЗНС обусловлены мощной волной дальнего атмосферного переноса загрязнений из Прикаспия и Калмыкии осенью 2020 [Gubanova et al., 2021a] и краткими воздействиями локальных весенних пожаров в 2021 году [Gubanova et al., 2021b] (рис. 2).

Сезонные вариации массовой концентрации частиц PM_{10} и $PM_{2.5}$ при УФА3 атмосферы в городе

Рисунки 4 и 5 показывают вариации среднесезонных величин массовой концентрации частиц PM_{10} и $PM_{2.5}$ при УФА3 атмосферы в течение трех лет наблюдений в городе (ИФА) и в пригороде (ЗНС). Отметим значительную изменчивость аэрозольного загрязнения атмосферы в разные сезоны и годы (рис. 4а), что связано со спецификой его источников и стоков в городе и

Таблица 3. Максимальное, среднее и медианное значения среднесуточной массовой концентрации частиц PM_{10} и $PM_{2.5}$ в приземной атмосфере в районах ИФА, ЗНС, АСКЗА МЭМ “Спиридоновка” и “Сухаревская пл.”, рассчитанные за все 3 года наблюдений без разделения на сезоны: полный массив данных/дни УФА3

Пункт	PM_{10} , $мкг/м^3$			$PM_{2.5}$, $мкг/м^3$		
	максимум	среднее	медиана	максимум	среднее	медиана
ИФА	305/57	24/21	20/19	35/35	6.8/6.3	5.4/5.1
ЗНС	229/58	14/12	11/10	35/23	4.9/4.6	3.9/3.6
“Спиридоновка”	141/109	23/21	19/19	44/32	10/9.3	9/8
“Сухаревская пл.”	178/138	32/29	27/27	49/49	11/9.8	8/8

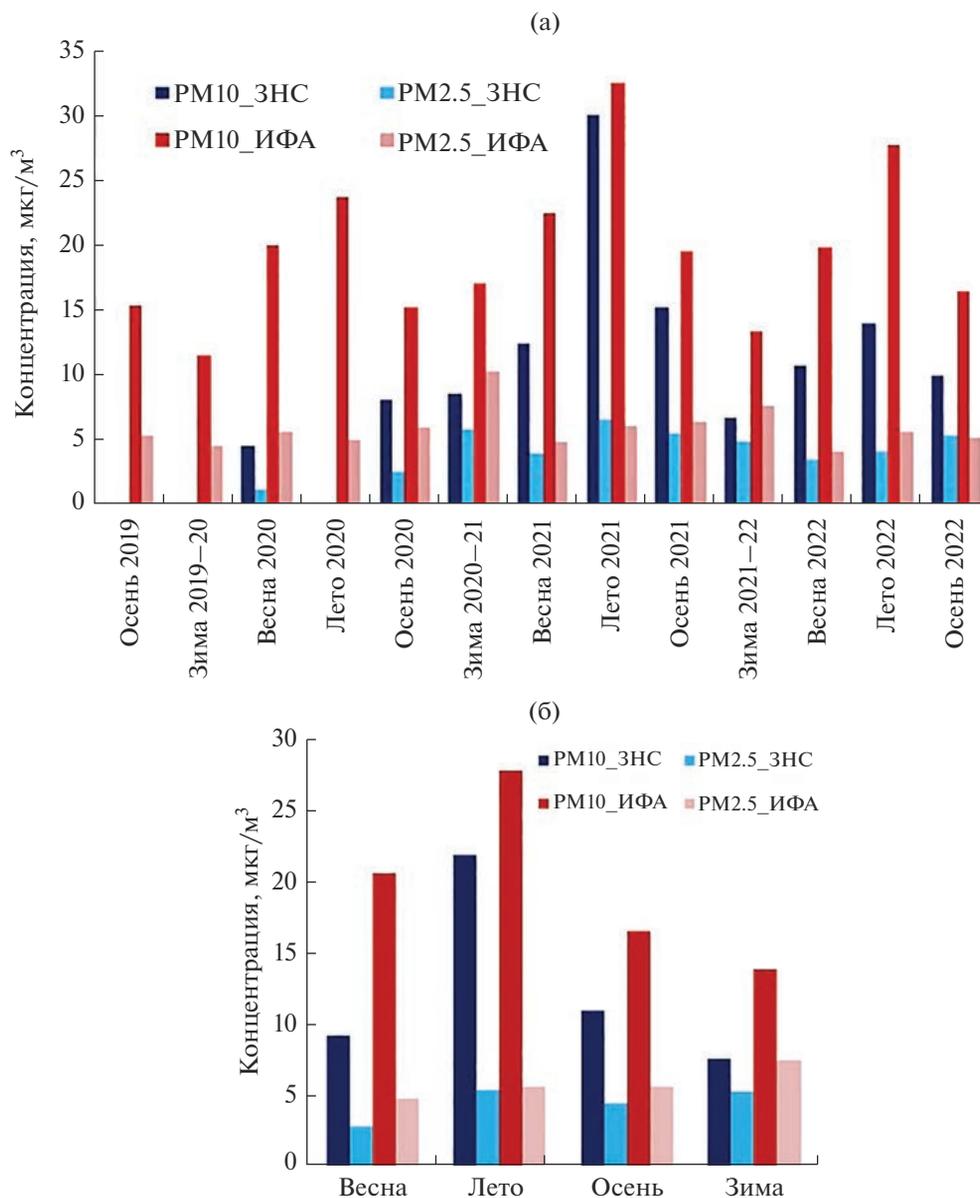


Рис. 4. Средние за сезоны значения концентрации частиц PM_{10} и $\text{PM}_{2.5}$ в ИФА (красные тона) и на ЗНС (синие тона) в течение трех лет: а – за каждый сезон последовательно; б – в среднем по четырем сезонам.

пригороде, а также с метеорологическими особенностями разных сезонов и годов. Пропуски данных для ЗНС в начальный период эксперимента обусловлены техническими проблемами организации синхронных наблюдений в двух точках.

Качественно картину формирования состава приземного аэрозоля в городе и пригороде можно представить следующим образом. Источники аэрозоля грубо делятся на природные (почва, растительность, атмосферный перенос) и антропогенные (транспорт, объекты жизнеобеспечения и т.д.). Наиболее важные пути стока аэрозоля из приземного воздуха – это влажное и сухое осаждение на поверхность, включая растительность, крыши и т.д., перенос атмосферными массами. В

городе, при наличии в воздухе многочисленных антропогенных газовых составляющих, на состав и свойства аэрозоля (особенно мелких частиц $\text{PM}_{2.5}$) воздействуют химические процессы в атмосфере [Seinfeld and Pandis, 2006; Губанова и др., 2017], реакционная способность которых может быть также усилена (по сравнению с пригородными районами) так называемым городским “островом тепла” [Кузнецова и др., 2017; Локощенко и Енукова, 2020; Chapman et al., 2017; Lokoshchenko and Alekseeva, 2023]. Разницу в формировании аэрозольного поля в приземной атмосфере города и пригорода в значительной степени определяет качество и состояние подстилающей поверхности: естественная почва, пыль, растения

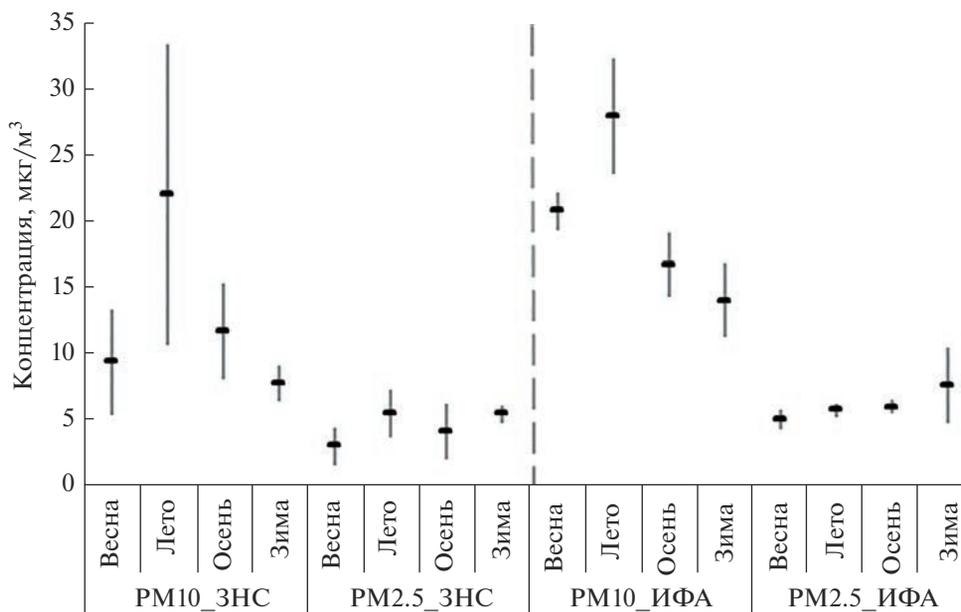


Рис. 5. Различия сезонных вариаций массовой концентрации частиц PM_{10} и $PM_{2.5}$ в городе (ИФА — справа от пунктирной вертикали) и в пригороде (ЗНС — слева): средние за три года сезонные значения и их межгодовые вариации ($\pm\text{СКО}$).

и снег — в пригороде, запечатанные асфальтом и плиткой улицы, небольшие по площади парки и дворы с растительностью, грязный снег с химическими реагентами — в городе. Важным фактором, ведущим к повышению аэрозольного загрязнения приземного воздуха, является формирование комплекса НМУ, включающих повышенное атмосферное давление, отсутствие осадков, штиль или слабый ветер, температурные инверсии разной интенсивности в разные сезоны и т.п. [Кузнецова и др., 2014].

При усреднении за месяц, а тем более — за сезон, значимые корреляции с метеорологическими параметрами, которые обсуждались, например, для весны в [Губанова и др., 2021], практически отсутствуют, поскольку давление, влажность, скорость и направление ветра имеют свои характерные периоды вариаций в 4–7 суток, определяемые синоптической изменчивостью нижнего слоя атмосферы. При изучении сезонных различий значимы только высокие корреляции концентрации частиц PM_{10} и частиц размерности $PM_{10-2.5}$ (от 2.5 до 10 $\mu\text{м}$) с величиной температуры (0.81 и 0.88, соответственно, в городе, и 0.72 и 0.80 — в пригороде), которая является самым общим показателем сезонных изменений всех условий жизни в средних широтах. Понятно, что эти корреляции отражают изменение в течение года эффективности всех процессов, формирующих состав приземного аэрозоля.

В целом, анализ рис. 4 и 5 показал следующее. Об абсолютных значениях массовой концентрации PM_{10} и $PM_{2.5}$ — выводы достаточно очевидны:

1) в Москве аэрозольное загрязнение воздуха всегда больше, чем в пригороде; 2) в течение года максимальный уровень УФАЗ приземного воздуха наблюдается летом в обоих пунктах, когда пыль и почва на поверхности вносят наибольший вклад в содержание аэрозоля более крупной размерности. Что касается изменчивости концентрации аэрозоля в разные сезоны, то летом она наибольшая, особенно в пригороде (рис. 5), что, скорее всего, связано с многообразием природных источников и стоков аэрозоля. Этим же, видимо, определяется и более высокая изменчивость концентрации аэрозоля в пункте ЗНС по сравнению с ИФА во все сезоны, кроме зимы. Зимой, даже при заснеженной поверхности, в городе значительно больше источников аэрозоля, чем в пригородной зоне, что и увеличивает изменчивость значений его концентрации. А по абсолютной величине содержания аэрозоля — зимой воздух наиболее чистый, как в городе, так и в пригороде.

Зимой повышены эмиссии антропогенных источников аэрозоля (в основном, мелкодисперсная фракция частиц), а вклад поверхности в генерацию более крупных, микронных, частиц снижен в связи с наличием снежного покрова, особенно в пригороде. Поэтому отношение значений концентрации $PM_{2.5}/PM_{10}$ зимой максимально в обоих пунктах в течение года, особенно в пригороде (табл. 4). Летом картина обратная, и доля массы частиц $PM_{2.5}$ минимальна при большой массе более крупных частиц. Весна и осень — переходные сезоны, когда источники и стоки, формирующие аэрозольное поле в приземном

Таблица 4. Доля массы частиц $PM_{2.5}$ в массе аэрозолей PM_{10} в разные сезоны (отношение концентраций $PM_{2.5}/PM_{10}$) в приземном воздухе города (ИФА) и пригорода (ЗНС) – для дней УФАЗ атмосферы

	ИФА	ЗНС
Весна	0.24 ± 0.04	0.32 ± 0.02
Лето	0.20 ± 0.01	0.25 ± 0.04
Осень	0.35 ± 0.04	0.41 ± 0.11
Зима	0.54 ± 0.10	0.70 ± 0.02

воздухе города и пригорода, работают по-разному при постепенном повышении/понижении температуры, соответственно, весной/осенью.

Элементный состав приземного аэрозоля при условно фоновом аэрозольном загрязнении атмосферы

Как было упомянуто выше, эксперимент в пунктах ИФА и ЗНС организован таким образом, что элементный состав аэрозоля определяется каждый сезон, но только во время интенсивного мониторинга, в течение примерно 35 суток в середине каждого сезона (периоды отмечены в верхней части рис. 2). При изучении УФАЗ атмосферы из набора анализируемых проб были исключены те пробы, которые приходились на дни повышенного аэрозольного загрязнения, когда среднесуточная концентрация частиц PM_{10} в пункте ИФА была выше ПДК. Это справедливо и для периодов интенсивного эксперимента. Применяемые методы анализа позволяют определять на каждом фильтре содержание 65 химических элементов. Для Москвы и пригорода эти данные об элементном составе приземного аэрозоля, полученные в разные сезоны в течение более трех лет, уникальны.

Далее будем более детально исследовать содержание 33-х элементов (табл. 5), масса которых со-

ставляет в среднем 27 и 18% от массы частиц фракции PM_{10} в городе и в пригороде, соответственно. Исключены из анализа редкоземельные элементы, кроме лантана, поскольку их поведение в атмосфере очень похоже. Также исключены из рассмотрения несколько химических элементов, концентрация которых была мала (на пределе чувствительности аналитических приборов), что привело к многочисленным пропускам в массиве данных.

Грубое разделение элементов по их происхождению на преимущественно терригенные и нетерригенные проводилось традиционно – по величине коэффициента обогащения (КО) в сравнении со средним составом земной коры [Rudnick and Gao, 2003], вычисляемого по формуле $КО = (C_x/C_{La})^{aer}/(C_x/C_{La})^{crust}$. Здесь C_x и C_{La} – концентрации элемента X и лантана La (опорный элемент преимущественно терригенного происхождения, мало меняющий свою концентрацию от пробы к пробе в каждый сезон), верхние индексы указывают на среду – аэрозоль (aer) или земную кору (crust). Обычно химический элемент в составе атмосферного аэрозоля считается преимущественно терригенным при значении КО, близком к единице, и нетерригенным при $КО > 10$ [Добровольский, 2009; Иванов, 1994]. Элементы, для которых $1 < КО < 10$, часто имеют смешанное происхождение и связаны с эмиссией почвенных составляющих во время человеческой деятельности (стройки, транспорт, производство строительных и других материалов, сельскохозяйственные работы и т.д.).

По результатам анализа КО выделены две группы элементов – терригенные (Th, Al, U, La, V, Li, Sr, Ba, Mg, Fe, Cs, Co, Mn, Cr, K, Ca) и нетерригенные (Mo, Cu, Zn, Pb, Sn, S, Sb, Cd, Se, Bi) – состав которых не меняется от сезона к сезону для города и пригорода. По-видимому, эта общность элементного состава аэрозоля в Москве и в пригороде для всех сезонов обусловлена достаточно близким взаимным расположением пунктов на-

Таблица 5. Средняя (за три года) массовая концентрация выбранных 33 химических элементов в составе приземного аэрозоля в Москве (ИФА) и пригороде (ЗНС), $нг/м^3$

	Li	Na	Mg	Al	P	S	K	Ca	Fe	Cs	Ba
ИФА	0.40	209	258	451	35	576	204	2385	1000	0.057	16
ЗНС	0.14	157	89	167	28	411	143	517	310	0.032	7.7
	Sr	V	Cr	Mn	Co	Ni	Cu	Zn	Mo	Cd	W
ИФА	6.3	2.3	3.1	20	0.40	2.5	14	40	0.48	0.20	0.42
ЗНС	1.7	0.8	1.1	7.8	0.12	1.5	4.2	44	0.18	0.28	0.13
	Hg	Pb	Hf	As	Se	Sn	Sb	Bi	La	Th	U
ИФА	0.019	9.4	0.032	0.43	0.26	2.2	2.0	0.15	0.50	0.10	0.042
ЗНС	0.008	5.4	0.012	0.22	0.24	0.58	0.82	0.056	0.16	0.036	0.013

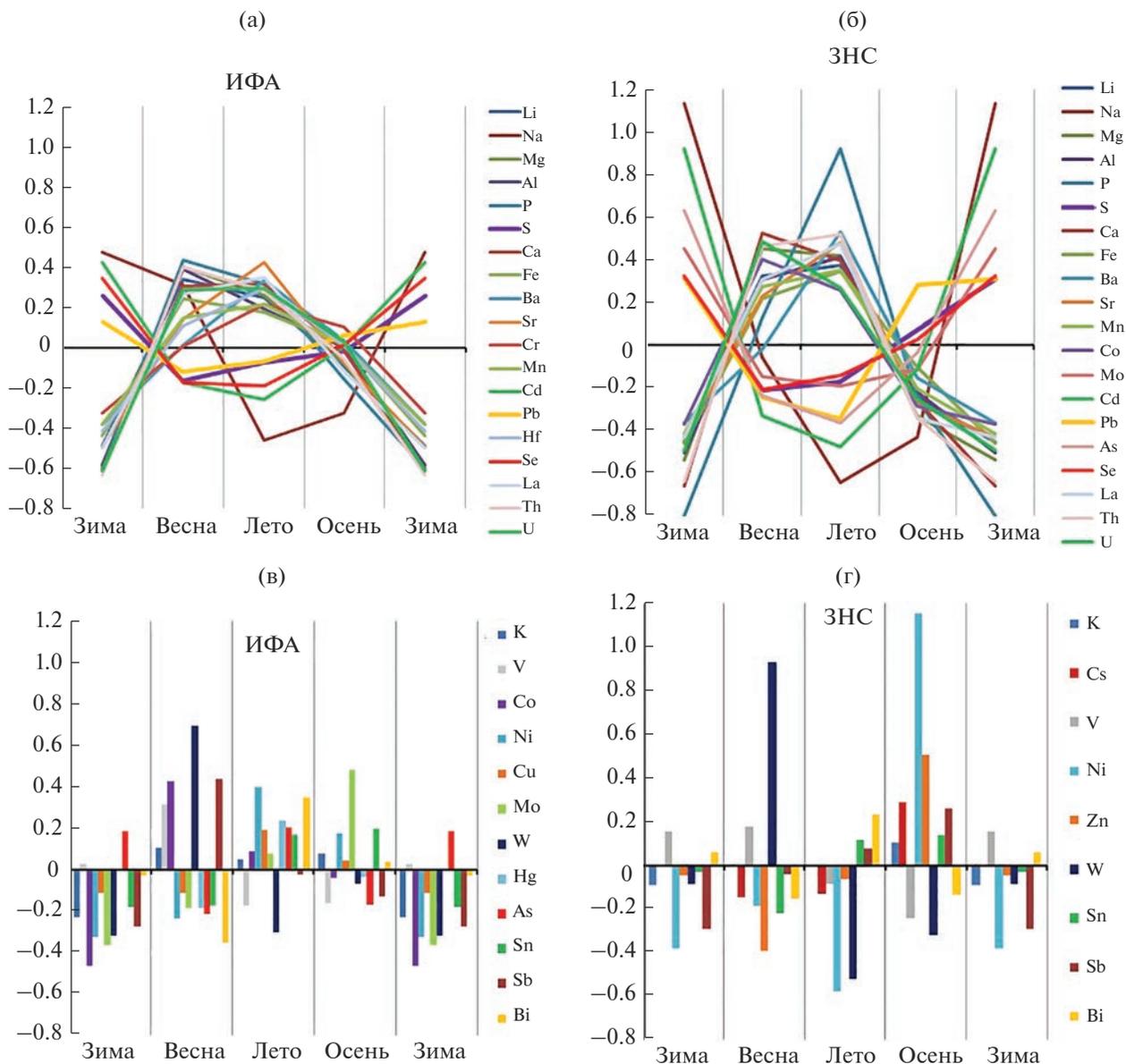


Рис. 6. Сезонные вариации концентрации рассматриваемых химических элементов в составе УФА3 приземной атмосферы, относительное отклонение средних сезонных величин от средней годовой концентрации: а) и в) – в городе (ИФА); б) и г) – в пригороде (ЗНС); а) и б) – преимущественно терригенные и нетерригенные элементы (см. текст); в) и г) – элементы смешанного происхождения.

блюдения в пределах одного природно-территориального комплекса.

Рисунок 6 иллюстрирует сезонные изменения концентрации разных элементов в приземном воздухе города и пригорода. По нему также можно сравнивать размах сезонных колебаний концентрации отдельных элементов, масштаб вертикальной шкалы на всех диаграммах одинаков. Естественно, терригенным элементам (см. рис. 6а, 6б) свойственны максимальные значения концентрации в аэрозоле в теплое время года (весна–лето) при свободной от снега поверхности. На

этих же диаграммах приведены зависимости концентрации элементов, сезонный ход которых имеет обратный вид – с максимальными значениями в холодное время года. Как в городе, так и в пригороде, это четыре нетерригенных элемента (S, Cd, Pb, Se), к которым в пригороде добавляются еще три (As, Mo, Hg). Имея в виду, что подстилающая поверхность играет важную роль при формировании поля концентраций химических элементов в приземном воздухе, можно предположить, что для последних трех элементов в воздухе пригородной зоны (ЗНС) в теплое время го-

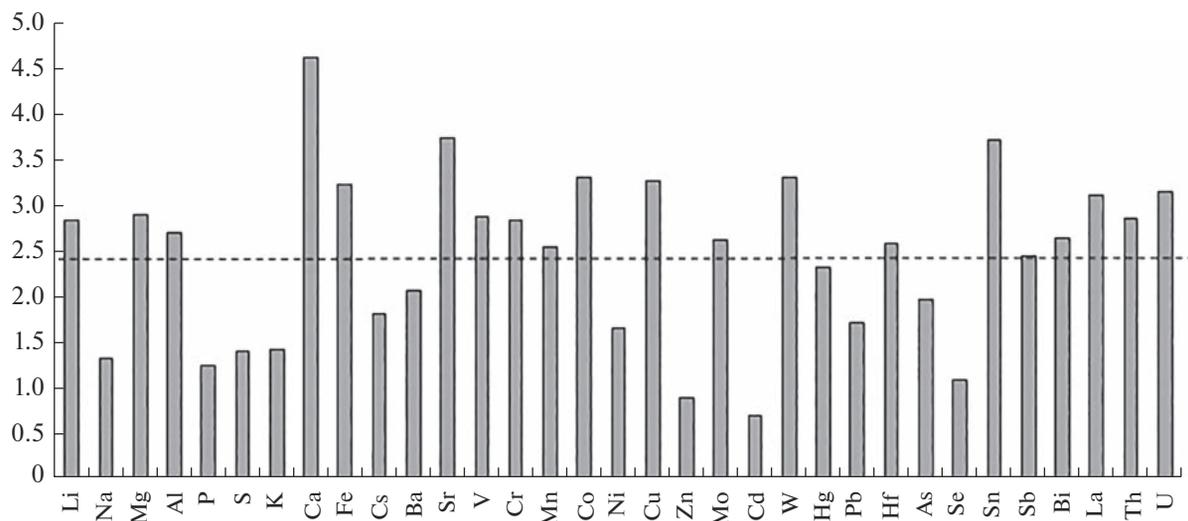


Рис. 7. Отношение среднегодовых значений концентрации каждого элемента в городе и пригороде (ИФА/ЗНС) при УФАЗ воздуха. Пунктир – среднее отношение для 33 элементов.

да важно их взаимодействие с природной поверхностью (водные объекты, растительность, почва).

Значения концентрации остальных элементов (рис. 6в, 6г) изменяются в течение года не так однозначно, что определяется индивидуальной для каждого элемента совокупностью вкладов источников и стоков разного генезиса в различные сезоны. Размах сезонных колебаний концентрации большинства элементов (особенно терригенного происхождения) в пригороде больше, чем в городе, что уже было отмечено для массы аэрозольных частиц PM_{10} и $PM_{2.5}$ в целом. В этом отношении выделяется фосфор (рис. 6б) с максимальной концентрацией в пункте ЗНС летом, почти в 2 раза превышающей среднегодовую величину, что может быть связано с сельскохозяйственной деятельностью в пригороде. В пригороде заметны также (рис. 6г) высокие значения концентрации никеля (осенью) и вольфрама (весной). Отметим натрий (рис. 6а, 6б), концентрация которого в приземном воздухе, как в городе, так и в пригороде, максимальна в зимнее время года. Можно предположить, что так проявляется применение на дорогах в зимнее время химических реагентов, в состав которых входят соли Na. В пригороде этот процесс менее интенсивен, чем в городе, что может объяснять более резкое уменьшение концентрации Na в пригороде весной и далее до летнего уровня. При этом среднегодовые значения концентрации натрия в городе и пригороде различаются мало (табл. 5, рис. 7).

По рис. 7 можно выделить три элемента (S, K и Se), отношение значений средней концентрации которых в городе и пригороде близко к единице (от 1 до 1.5) с минимальным внутригодовым разбросом в 5–10%. Для всех рассмотренных 33-х

элементов среднее значение такого отношения составило 2.5 ± 0.9 со средним разбросом 25%. Можно предположить, что сера, калий и селен являются элементами глобального распространения, поле концентрации которых в приземном аэрозоле достаточно однородно в течение года и мало меняется в пространстве, по крайней мере, на масштабах расстояния между пунктами наблюдений ИФА и ЗНС.

Распределение химических элементов по размерам аэрозольных частиц при условно фоновом аэрозольном загрязнении атмосферы

Интересную информацию можно получить, анализируя распределение массы отдельных химических элементов по размерам аэрозольных частиц, на которых они сосредоточены в воздухе города или пригорода. К сожалению, применяемые методы анализа элементного состава аэрозольных проб не позволяют определять содержание кремния, формирующего основную массу крупных частиц пыли, находящейся в воздухе, а также сажи (черного углерода), представляющей значительную часть массы мелких аэрозольных частиц [Bond et al., 2013], что подтверждается результатами наших исследований морфологической структуры основных типов аэрозольных частиц в приземном воздухе в центре Москвы в разные сезоны.

Поэтому в настоящей работе уделяется внимание идентифицированным в аэрозольных пробах 33-м химическим элементам, вносящим основной вклад в общую массу исследуемых аэрозольных частиц. На рис. 8 представлены диаграммы относительного содержания ряда элементов в об-

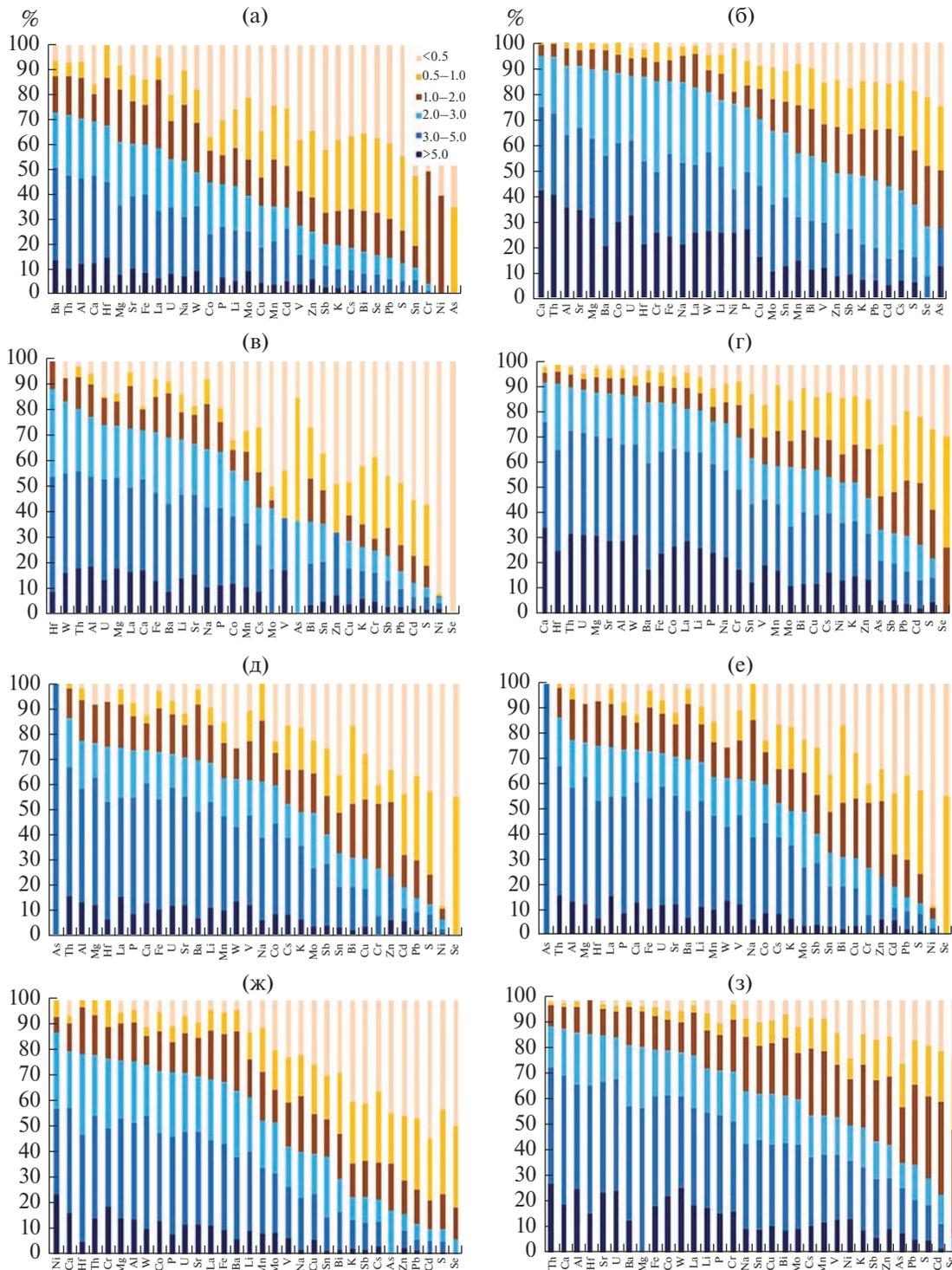


Рис. 8. Распределение массы выбранных элементов по размерам аэрозольных частиц в городе и пригороде в 2022 году (диапазоны размеров частиц – в легенде, мкм): слева – пригород (ЗНС); справа – Москва (ИФА). Сверху вниз – разные сезоны года: а, б – зима; в, г – весна; д, е – лето; ж, з – осень.

шей массе рассматриваемых 33 элементов на аэрозольных частицах разных размеров. Основные черты таких распределений похожи в каждом сезоне для разных годов. Для иллюстрации приведены данные 2022 года.

На диаграммах рис. 8 порядок элементов по горизонтали несколько отличается: он соответствует увеличению доли массы элемента на частицах $PM_{2.5}$ (три каскада импактора – коричневые тона на диаграммах). Хорошо видно, что в го-

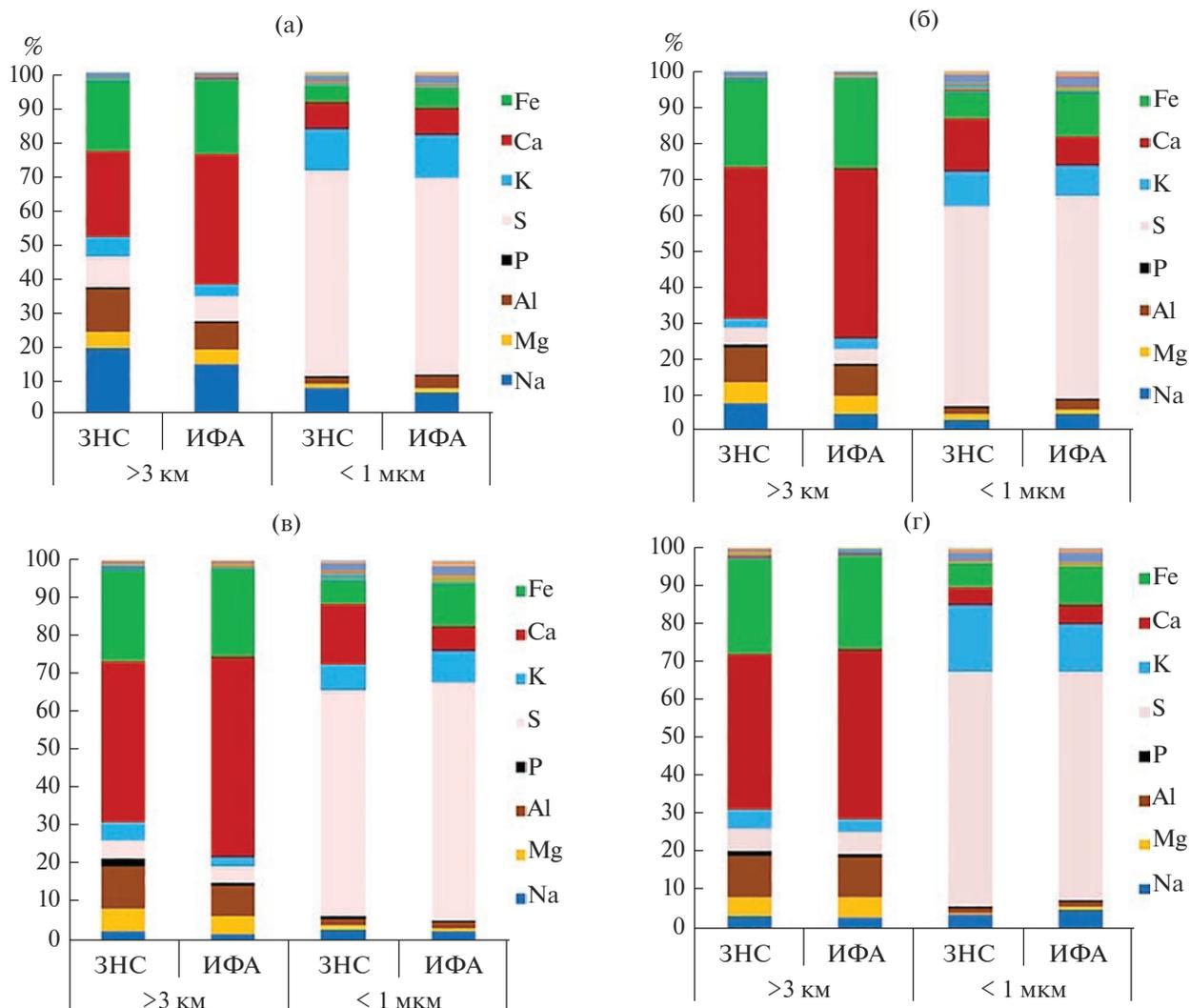


Рис. 9. Среднее распределение массы рассматриваемых элементов по размерам аэрозольных частиц в городе (ИФА) и пригороде (ЗНС) в разные сезоны: а – зима; б – весна; в – лето; г – осень.

роде, как и в пригороде, терригенные элементы и элементы смешанного происхождения переносятся в основном на более крупных частицах, а мелкие частицы содержат большую часть массы нетерригенных элементов. В пригороде относительная масса элементов на мелких частицах больше, чем в городе. Более тонкие особенности этих распределений еще предстоит подробно анализировать не только в среднем по сезонам, а посуточно с учетом метеоусловий и информации о пространственном расположении источников (в частности, антропогенных) в городе и пригороде.

На множестве рассматриваемых элементов семь из них (Fe, Ca, K, S, Al, Mg, Na) круглый год определяют более 95% массы как в крупных (>3 мкм), так и в мелких (<1 мкм) частицах (рис. 9). Причем, во все сезоны масса этих элементов на крупных частицах определяется в основном тре-

мя терригенными элементами (Ca, Fe, Al) с добавлением Na зимой, а на мелких частицах – двумя нетерригенными элементами (S и K). Как видно, эти закономерности справедливы для всех сезонов, как в городе, так и в пригороде, и, в целом, являются следствием общего биогеохимического распределения элементов на Земле.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследований непрерывного ряда (с осени 2019 по конец 2022 года) данных о массовой концентрации аэрозольных частиц $PM_{2.5}$ и PM_{10} в приземном слое атмосферы в центре Москвы и пригороде (около 60 км в западном направлении от Москвы), полученных в рамках комплексного эксперимента по изучению состава аэрозоля, проводимого ИФА РАН, позволили

выявить ряд особенностей изменчивости уровня аэрозольного загрязнения воздуха Московского региона. Установлено, что непродолжительные эпизоды (2–10 дней) экстремально высокого роста массовой концентрации аэрозольных частиц PM_{10} с превышением ПДК (60 мкг/м^3) наблюдались при неблагоприятных метеорологических условиях, были обусловлены региональным или дальним переносом аэрозолей горения и пыли и за исследуемый период составили не более 9% дней в году. В остальное время года как в мегаполисе, так и в пригороде уровень аэрозольного загрязнения приземной атмосферы не превышает ПДК. Среднесуточная концентрация более мелких частиц $PM_{2.5}$ в течение всего года изменяется мало, и ее величина лишь в отдельные дни превосходит среднесуточную ПДК (35 мкг/м^3).

С учетом выявленной специфики изменчивости аэрозольного загрязнения для Москвы введено понятие условно фоновое аэрозольное загрязнение приземной атмосферы, критерием которого является значение среднесуточной массовой концентрации аэрозольных частиц $PM_{10} < \text{ПДК}$ (60 мкг/м^3). Такие дни составили более 91% за три года наблюдений в центре Москвы. Сравнение со средними по Москве (по данным измерений всех АСКЗА ГПБУ “Мосэкомониторинг”) значениями суточной концентрации PM_{10} позволяет распространить эту оценку и на весь мегаполис в среднем. Условно фоновое аэрозольное загрязнение воздуха формируется как природными, так и антропогенными источниками не только локального, но и удаленного происхождения. В нем проявляется влияние метеорологических параметров на источники и стоки аэрозолей, а также адвективного переноса аэрозоля воздушными массами к пунктам наблюдений и от них.

Такой критерий выделения условно фонового уровня аэрозольного загрязнения можно вводить при оценке качества воздуха и в других городах. Однако он применим, по мнению авторов, только в том случае, если среднесуточная концентрация частиц $PM_{10} < \text{ПДК}$ будет характеризовать значимую большую часть дней в году.

Исследована изменчивость массовой концентрации и элементного состава приземного аэрозоля в центре Москвы и пригороде при условно фоновом аэрозольном загрязнении атмосферы. В течение года максимальный уровень концентрации частиц PM_{10} наблюдается летом в обоих пунктах наблюдений (ИФА и ЗНС), когда пыль и почва на поверхности вносят наибольший вклад в содержание аэрозоля более крупной размерности. В Москве аэрозольное загрязнение воздуха всегда больше, чем в пригороде. Отношение значений концентрации частиц $PM_{2.5}/PM_{10}$ зимой максимально в обоих пунктах, в пригороде в полтора раза выше, чем в городе. Летом картина об-

ратная: доля массы частиц $PM_{2.5}$ минимальна при большой массе более крупных частиц PM_{10} . Изменчивость концентрации аэрозоля в разные сезоны наибольшая летом, особенно в пригороде, что, скорее всего, связано с многообразием природных источников и стоков аэрозоля. Этим же, видимо, определяется и повышенная изменчивость концентрации аэрозоля в пригороде, по сравнению с городом, во все сезоны, кроме зимы.

Представлены результаты анализа уникального трехлетнего ряда элементного состава приземного аэрозоля в центре Москвы и в пригороде. Элементный состав аэрозоля при условно фоновом аэрозольном загрязнении атмосферы подробно анализировался по величинам концентрации 33 химических элементов, масса которых составляла в среднем 27% и 18% от массовой концентрации аэрозольных частиц PM_{10} в городе и в пригороде, соответственно. По результатам анализа величины коэффициента обогащения (КО) элементов в аэрозоле по сравнению с составом земной коры выделены две группы – терригенные элементы (Th, Al, U, La, V, Li, Sr, Ba, Mg, Fe, Cs, Co, Mn, Cr, K, Ca) с $КО \approx 1$ и нетерригенные элементы (Mo, Cu, Zn, Pb, Sn, S, Sb, Cd, Se, Bi) с $КО > 10$. Состав этих групп не меняется от сезона к сезону для города и пригорода, что, по-видимому, обусловлено достаточно близким взаимным расположением пунктов наблюдения в пределах одного природно-территориального комплекса.

Выделены три элемента (S, K и Se), для которых отношение значений средней концентрации в городе и пригороде близко к единице (от 1 до 1.5) с минимальным из всех элементов внутригодовым разбросом в 5–10%. По-видимому, поле концентрации этих элементов в атмосферном аэрозоле мало меняется в течение года и в пространстве, по крайней мере, на масштабах, сравнимых с расстоянием между пунктами наблюдений.

Изучение распределения массы рассматриваемых элементов по размерам аэрозольных частиц показало, что терригенные элементы и элементы смешанного происхождения переносятся на более крупных частицах, а мелкие частицы содержат преимущественно нетерригенные элементы. Это подтверждается и полученными ранее результатами морфологического анализа различных типов аэрозольных частиц в составе приземного аэрозоля в центре Москвы. И в городе, и в пригороде семь элементов (Fe, Ca, K, S, Al, Mg, Na) из рассматриваемых тридцати трех круглый год определяют более 95% массы рассматриваемых 33 элементов как на крупных ($>4 \text{ мкм}$), так и на мелких ($<1.5 \text{ мкм}$) частицах. При этом, во все сезоны масса крупных частиц определяется в основном тремя терригенными элементами (Ca, Fe, Al), с добавлением Na зимой, а мелких – двумя

нетерригенными (S и K) элементами глобального распространения.

С точки зрения качества приземного воздуха в Москве — основной вывод такой: среднегодовое значение концентрации частиц PM_{10} составляет в центре Москвы 24 ± 20 мкг/м³, а в среднем по всем АСКЗА ГПБУ “Мосэкомониторинг” 27 ± 21 мкг/м³, не превышая соответствующий российский стандарт ПДК (40 мкг/м³).

Авторы благодарят за неоценимую помощь в подготовке и проведении экспериментальных наблюдений за составом приземного аэрозоля в ИФА РАН и на ЗНС ИФА РАН В.А. Лебедева, Ю.В. Жуланова, А.П. Медведева, А.А. Хапаева (ИФА РАН) и Е.В. Ромашову (ЗНС ИФА РАН).

Большое спасибо заведующему лабораторией ядерно-физических и масс-спектральных методов анализа ИПТМ РАН В.К. Карандашеву и его коллегам за обеспечение аналитических лабораторных исследований элементного состава аэрозольных проб, без результатов которых изучение состава приземного аэрозоля в Московском регионе (в рамках данной работы) было бы неполным.

Авторы выражают признательность рецензентам за свежий взгляд, конструктивные замечания и рекомендации, которые, несомненно, позволили улучшить представление результатов исследований в данной работе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-27-00063).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Безуглая Э.Ю., Смирнова И.В. Воздух городов и его изменения. СПб.: Астерион, 2008. 254 с.
- Биргер М.И., Вальдберг А.Ю., Мягков Б.И., В.Ю. Падва, А.А. Русанов. Справочник по пыли- и золоулавливанию. М.: Энергоатомиздат, 1983. 312 с. (С. 14).
- Власенко С.С., Волкова К.А., Ионов Д.В., Рышкевич Т.И., Иванова О.А., Михайлов Е.Ф. Изменчивость углеродсодержащей фракции атмосферного аэрозоля вблизи Санкт-Петербурга // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 6. С. 147–156.
- Власов Д.В., Касимов Н.С., Кошелева Н.Е. Геохимия дорожной пыли (Восточный округ Москвы) // Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 5. География. 2014. № 3. С. 23–33.
- Волох А.А., Журавлева М.Г. Оценка техногенного загрязнения воздуха в г. Москве // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1994. Т. 30. № 2. С. 182–188.
- Гинзбург А.С., Губанова Д.П., Минашкин В.М. Влияние естественных и антропогенных аэрозолей на глобальный и региональный климат // Рос. хим. журнал. 2008. Т. LI. № 5. С. 112–119.
- Гинзбург А.С., Демченко П.Ф. Антропогенные мезо-метеорологические обратные связи: обзор современных исследований // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 6. С. 94–113.
- Гинзбург А.С., Докукин С.А. Влияние теплового загрязнения атмосферы на климат города (оценки с помощью модели COSMO-CLM) // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2021. Т. 57. № 1. С. 53–66.
- ГН 2.1.6.3492-17. Предельно допустимые концентрации (ПДК) загрязняющих веществ в атмосферном воздухе городских и сельских поселений: Гигиенические нормативы, с изменениями, утв. постановлением Главного государственного санитарного врача Российской Федерации 31.05.2018 № 37. М.: Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2019. 55 с.
- Губанова Д.П., Беликов И.Б., Еланский Н.Ф., Скороход А.И., Чубарова Н.Е. Изменчивость приземной концентрации аэрозолей $PM_{2.5}$ в г. Москве по наблюдениям в Метеорологической обсерватории МГУ // Опт. атмосфер. океана. 2017. Т. 30. № 12. С. 1033–1042.
- Губанова Д.П., Виноградова А.А., Иорданский М.А., Скороход А.И. Временные вариации состава атмосферного аэрозоля в Москве весной 2020 года // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2021а. Т. 57. № 3. С. 334–348.
- Губанова Д.П., Виноградова А.А., Скороход А.И., Иорданский М.А. Аномальное аэрозольное загрязнение воздуха в Москве вблизи локального антропогенного источника в июле 2021 года // Гидрометеорологические исследования и прогнозы. 2021б. № 4. С. 133–147. <https://doi.org/10.37162/2618-9631-2021-4-133-147>
- Губанова Д.П., Иорданский М.А., Виноградова А.А., Беликов И.Б., Белоусов В.А. Проблема выбора значений плотности частиц для численной оценки массовой концентрации субмикронного и микронного аэрозоля // Опт. атмосфер. океана. 2023. Т. 36. № 06. С. 469–481. <https://doi.org/10.15372/AOO20230607>
- Губанова Д.П., Иорданский М.А., Кудерина Т.М., Скороход А.И., Еланский Н.Ф., Минашкин В.М. Элементный состав аэрозолей в приземном воздухе Москвы: сезонные изменения в 2019 и 2020 гг. // Опт. атмосфер. океана. 2021в. Т. 34. № 6. С. 441–450. <https://doi.org/10.15372/AOO202106>
- Губанова Д.П., Кудерина Т.М., Чхетиани О.Г., Иорданский М.А., Обвинцев Ю.И., Артамонова М.С. Экспериментальные исследования аэрозолей в атмосфере семиаридных ландшафтов Калмыкии. 2. Ландшафтно-геохимический состав аэрозольных частиц // Геофизические процессы и биосфера. 2018. Т. 17. № 3. С. 18–44.
- Губанова Д.П., Садовская Н.В., Иорданский М.А., Авиллов А.С., Минашкин В.М. Морфология частиц приземного аэрозоля в Москве по результатам анализа методом растровой электронной микроскопии // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2023. Т. 87. № 10. (принято в печать).
- Добровольский В.В. Биогеохимия мировой суши // Избр. Труды. Т. III. М.: Научный мир, 2009. 440 с.

- Доклад “О состоянии окружающей среды в городе Москве в 2022 году” / Под ред. А. О. Кульбачевского. М.: 2023. 276 с.
- Еланский Н.Ф., Шилкин А.В., Пономарев Н.А., Захарова П.В., Качко М.Д., Поляков Т.И. Пространственно-временные вариации содержания загрязняющих примесей в воздушном бассейне Москвы и их эмиссии // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2022. Т. 58. № 1. С. 92–108. <https://doi.org/10.31857/S0002351522010023>
- Иванов В.В. Экологическая геохимия элементов: Справочник в 6 кн. М.: Недра, 1994. Кн. 2: Главные р-элементы. 303 с.
- Карандашев В.К., Туранов А.Н., Орлова Т.А., Лежнев А.Е., Носенко С.В., Золотарева Н.И., Москвина И.Р. Использование метода масс-спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой в элементном анализе объектов окружающей среды // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2007. Т. 73. № 1. С. 12–22.
- Касимов Н., Власов Д., Кошелева Н. Химический состав дорожной пыли и ее фракции PM10 как индикатор загрязнения городской среды // Экология и промышленность России. 2021. Т. 25. № 10. С. 43–49. <https://doi.org/10.18412/1816-0395-2021-10-43-49>
- Касимов Н.С. Экогеохимия ландшафтов. М.: ИП Филимонов М.В., 2013. 208 с.
- Кондратьев К.Я., Ивлев Л.С., Крапивин В.Ф. Атмосферные аэрозоли: Свойства, процессы образования и воздействия. От нано- до глобальных масштабов. СПб.: ВВМ, 2007. 858 с.
- Кошелева Н.Е., Дорохова М.Ф., Кузьминская Н.Ю., Рыжов А.В., Касимов Н.С. Влияние автотранспорта на экологическое состояние почв в западном административном округе Москвы // Вестн. Моск. Унта. Сер. 5. География. 2018. № 2. С. 16–27.
- Кудряшов В.И. Анализ элементного состава атмосферных аэрозолей физическими методами // Межвузовский сб. Проблемы физики атмосферы. Вып. 20. Физика и химия атмосферных аэрозолей. СПб.: Изд-во СПбГУ. 1997. С. 97–130.
- Кузнецова И.Н., Бруслова Н.Е., Нахаев М.И. Городской остров тепла в Москве: определение, границы, изменчивость // МиГ. 2017. № 5. С. 49–61.
- Кузнецова И.Н., Шалыгина И.Ю., Нахаев М.И., Глазкова А.А., Захарова П.В., Лезина Е.А., Звягинцев А.М. Неблагоприятные для качества воздуха метеорологические факторы // Труды Гидрометеорологического научно-исследовательского центра Российской Федерации. 2014. № 351. С. 154–172.
- Локощенко М.А., Енукова Е.А. Остров тепла в Московском регионе по спутниковым данным // МиГ. 2020. № 7. С. 50–63.
- Мосэкомониторинг. URL: <http://mosecom.mos.ru/>
- Огородников Б.И., Будыка А.К., Скитович В.И., Бродовой А.В. Характеристики аэрозолей пограничного слоя атмосферы над Москвой // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1996. Т. 32. № 2. С. 163–171.
- Полькин В.В., Панченко М.В. Временная изменчивость концентраций субмикронных и крупнодисперсных частиц в приземном слое атмосферы на Аэрозольной станции ИОА СО РАН г. Томска (2000–2020 гг.) // Опт. атмос. океана. 2022. Т. 35. № 6. С. 471–476.
- Ревич Б.А. Приоритетные факторы городской среды, влияющие на качество жизни населения мегаполисов // Проблемы прогнозирования. 2018. № 3(168). С. 58–66.
- Ревич Б.А., Малеев В.В. Изменения климата и здоровье населения России: анализ ситуаций и прогнозные оценки. М.: ЛЕНАНД, 2011. 208 с.
- Самсонов В.Т. Обеспыливание воздуха в промышленности. Методы и средства. М.: Инфра-М, 2016. 234 с. (С. 161–163).
- Трефилова А.В., Артамонова М.С., Кудерина Т.М., Губанова Д.П., Давыдов К.А., Иорданский М.А., Гречко Е.И., Минашкин В.М. Химический состав и микрофизические характеристики аэрозоля г. Москвы и Подмосковья в июне 2009 г. и на пике пожаров 2010 г. // Геофизические процессы и биосфера. 2012. Т. 11. № 4. С. 65–82.
- Эрхардт Х. Рентгенофлуоресцентный анализ. Применение в заводских лабораториях. М.: Металлургия. 1985. 256 с.
- Andronova A.V., Iordanskii M.A., Trefilova A.V., Lebedev V.A., Minashkin V.M., Obvintsev Yu.I., Artamonova M.S., Granberg I.G. Comparative Analysis of Pollution of the Surface Atmospheric Layer in Such Megalopolises as Moscow and Beijing // Izv., Atmos. Ocean. Phys. 2011. V. 47. № 7. P. 25–33.
- Bond T.C., Doherty S.J., Fahey D.W., Forster P.M., Berntsen T., DeAngelo B.J., Flanner M.G., Ghan S., Kärcher B., Koch D., Kinne S., Kondo Y., Quinn P.K., Sarofim M.C., Schultz M.G., Schulz M., Venkataraman C., Zhang H., Zhang S., Bellouin N., Guttikunda S.K., Hopke P.K., Jacobson M.Z., Kaiser J. W., Klimont Z., Lohmann U., Schwarz J.P., Shindell D., Storelvmo T., Warren S.G., Zender C.S. Bounding the role of black carbon in the climate system: A scientific assessment // J. Geophys. Res. Atmos. 2013. V. 118. P. 5380–5552.
- Chapman S., Watson J.E.M., Salazar A., Thatcher M., McAlpine C.A. The impact of urbanization and climate change on urban temperatures: a systematic review // Landscape Ecol. 2017. V. 32. P. 1921–1935.
- Chubarova N.Ye., Androsova Ye.Ye., Lezina Ye.A. The dynamics of the atmospheric pollutants during the Covid-19 pandemic 2020 and their relationship with meteorological conditions in Moscow // Geography, Environment, Sustainability. 2021. <https://doi.org/10.24057/2071-9388-2021-012>
- Gubanova D., Chkhetiani O., Vinogradova A., Skorokhod A., Iordanskii M. Atmospheric transport of dust aerosol from arid zones to the Moscow region in the fall 2020 // AIMS Geosciences. 2022(a). V. 8. № 2. P. 277–302. <https://doi.org/10.3934/geosci.2022017>
- Gubanova D.P., Vinogradova A.A., Iordanskii M.A., Skorokhod A.I. Variability of Near-Surface Aerosol Composition in Moscow in 2020–2021: Episodes of Extreme Air Pollution of Different Genesis // Atmosphere. 2022(b). V. 13. № 4. P. 574–599. <https://doi.org/10.3390/atmos13040574>

- Gubanova D.P., Vinogradova A.A., Sadovskaya N.V. Brochosomes and Other Bioaerosols in the Surface Layer of the Atmosphere of Moscow Metropolis // *Atmosphere* 2023. V. 14. P. 504–519.
<https://doi.org/10.3390/atmos14030504>
<http://tp5.ru>
<http://www.windy.com/ru>
https://english.mee.gov.cn/Resources/standards/Air_Environment/quality_standard1/201605/t20160511_337502.shtml
<https://mosecom.mos.ru/stations>
<https://weatherarchive.ru/Pogoda/Moscow>
<https://www.eea.europa.eu/themes/air/air-quality-concentrations/air-quality-standards>
https://www.mee.gov.cn/ywgz/fgbz/bz/bzwb/jcffbz/201203/t20120302_224166.shtml
<https://www.ready.noaa.gov/HYSPLIT.php>
- Kasimov N.S., Vlasov D.V., Kosheleva N.E. Enrichment of road dust particles and adjacent environments with metals and metalloids in eastern Moscow // *Urban Climate*. 2020. V. 32. 100638.
<https://doi.org/10.1016/j.uclim.2020.100638>
- Lokoshchenko M.A., Alekseeva L.I. Influence of Meteorological Parameters on the Urban Heat Island in Moscow // *Atmosphere*. 2023. V. 14, 507.
<https://doi.org/10.3390/atmos14030507>
- Rasmussen P.E. Long-range atmospheric transport of trace metals: the need for geoscience perspectives // *Environ. Geology*. 1998. V. 33. № 2/3. P. 96–108.
- Revich B.A., Avaliani S.L., Simons G.J. Air pollution and public health in a megalopolis: a case study of Moscow // *Ekonomika regiona [Economy of Region]*. 2016. V. 12. № 4. P. 1069–1078.
<https://doi.org/10.17059/2016-4-9>
- Ruckstuhl A.F., Henne S., Reimann S., Steinbacher M., Volmer M.K., O'Doherty S., Buchmann B., and Hueglin C. Robust extraction of baseline signal of atmospheric trace species using local regression // *Atmos. Meas. Tech*. 2012. V. 5. 2613–2624.
<https://doi.org/10.17059/2016-4-9>
- Rudnick R.L., Gao S. Composition of the Continental Crust // *Treatise Geochem*. 2003. V. 3. P. 1–64.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-08-095975-7.00301-6>
- Salvador P., Artñano B., Pio C., Afonso J., Legrand M., Puxbaum H., Hammer S. Evaluation of aerosol sources at European high altitude background sites with trajectory statistical methods // *Atmos. Environ*. 2010. V. 44. P. 2316–2329.
- Seinfeld J.H., Pandis S.N. Atmospheric chemistry and physics: from air pollution to climate change, 2nd Edition. N.Y.: Wiley, USA, 2006. 1232 p.
- Sokhi R.S. et al. (97 authors). A global observational analysis to understand changes in air quality during exceptionally low anthropogenic emission conditions // *Environ. Intern*. 2021. V. 157. № 12. P. 106818.
<https://doi.org/10.1016/j.envint.2021.106818>
- 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. Amer. Meteor. Soc*. 2015. V. 96. P. 2059–2077.
<https://doi.org/10.1175/BAMS-D-14-00110.1>
- Transforming our World: the 2030 Agenda for Sustainable Development. N.Y.: United Nations. 2015. 35 p.
- U.S. Environmental Protection Agency. National Ambient Air Quality Standards for Particulate Matter; Final rule. Federal Register. 2006. V. 71. 94 p.
- Vlasov D., Kosheleva N., Kasimov N. Spatial distribution and sources of potentially toxic elements in road dust and its PM₁₀ fraction of Moscow megacity // *Science of the total environment*. 2021(b). V. 761. 143267.
<https://doi.org/10.1016/j.scitotenv.2020.143267>
- Vlasov D.V., Eremina I.D., Shinkareva G.L., Chubarova N.E., Kasimov N.S. Daily variations in wet deposition and washout rates of potentially toxic elements in Moscow during spring season // *Geography, Environment Sustainability*. 2021(a). V. 14. № 1. P. 219–233.
<https://doi.org/10.24057/2071-9388-2020-162>
- WHO global air quality guidelines: particulate matter (PM_{2.5} and PM₁₀), ozone, nitrogen dioxide, sulfur dioxide and carbon monoxide. World Health Organization. 2021. <https://apps.who.int/iris/handle/10665/345329>.
- Zhang H., You S., Zhang M., Liu D., Wang X., Ren J., Yu C. The Impact of Atmospheric Pollutants on Human Health and Economic Loss Assessment // *Atmosphere*. 2021. V. 12. 1628.
<https://doi.org/10.3390/atmos12121628>

Conditionally Background Level of Aerosol Pollution of Near-Surface Air in Moscow and One of Its Suburbs: Seasonal Variations

D. P. Gubanova^{1, *}, A. A. Vinogradova¹, E. A. Lezina², M. A. Iordanskii¹, and A. A. Isakov¹

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

²Mosecomonitoring, 11/1 Novy Arbat str., Moscow, 121019 Russia

*e-mail: gubanova@ifaran.ru

The data of continuous observations of aerosol composition in the near-surface atmosphere in Moscow (in the city center) and in Moscow region (near Zvenigorod, Moscow region) for three years, from autumn 2019 to the end of 2022, are analyzed. The obtained data were compared with the results of observations on the Moscow network stations “Mosecomonitoring”. The concept of conditionally background aerosol pollution of the atmosphere in Moscow is introduced for those days when the average daily concentration of PM₁₀ is less than the MPC value (60 µg/m³). Previously, the authors found that all episodes of increased aerosol pol-

lution in Moscow with daily average PM_{10} concentration higher than the MPC value, are associated either with the presence of a close local source in the city itself, or with the long-range transport of fire aerosols and/or dust from other territories to the Moscow region. The average daily $PM_{2.5}$ concentration in the city and the suburb is lower than the MPC ($35 \mu\text{g}/\text{m}^3$) all year round. The days corresponding to the introduced conditional background make up more than 91% over three years in the center of Moscow. Such a conditional background is formed by both natural and anthropogenic sources of aerosols, and not only of local, but also of remote origin. It implicitly takes into account the influence of meteorological conditions on sources and sinks of aerosols, as well as advective air mass transport of aerosol to and from the city. Seasonal variations in mass concentration of PM_{10} , $PM_{2.5}$ particles and individual chemical elements, as well as in the distribution of chemical elements by the size of aerosol particles in near-surface atmosphere under conditionally background pollution are analyzed. The emphasis is placed on the similarity and difference in the conditionally background near-surface aerosol for the city and the suburb in different seasons.

Keywords: atmosphere, megapolis, suburb, near-surface aerosol, conditionally background aerosol pollution, PM_{10} , $PM_{2.5}$, elemental composition, mass concentration, distribution of chemical elements by aerosol particle size

УДК 551. 510.42

ОЦЕНКА ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ УГЛЕРОДСОДЕРЖАЩЕГО АЭРОЗОЛЯ ПО ДАННЫМ ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ВБЛИЗИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГА

© 2023 г. С. С. Власенко^а, *, О. А. Иванова^а, Т. И. Рышкевич^а, Е. Ф. Михайлов^а

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

*e-mail: s.vlasenko@spbu.ru

Поступила в редакцию 10.07.2023 г.

После доработки 24.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Представлены результаты траекторного анализа данных девятилетних измерений (2013–2021 гг.) концентрации органического (ОС) и элементарного (ЕС) аэрозольного углерода, выполненных на станции атмосферного мониторинга вблизи Санкт-Петербурга (Петергоф, 59.88° с.ш., 29.83° в.д.). Пространственное расположение источников углеродосодержащих частиц аэрозоля оценивалось методом концентрационно-взвешенных траекторий (CWT – concentration weighted trajectory) в географической области 16°–44° в.д. × 48°–68° с.ш. Полученные данные позволяют выделить территории с наиболее сильными эмиссиями органического и элементарного углерода и оценить сезонную изменчивость этих эмиссий. В частности, полученные оценки показывают, что наиболее интенсивные источники органического и элементарного аэрозольного углерода в исследуемом регионе расположены в междуречье Волги и Оки и на прилегающих территориях. Продемонстрировано, что коэффициенты линейной регрессии между значениями CWT функций органического и элементарного углерода различаются для разных регионов и сезонов и указывают на преобладающий тип источников углеродосодержащих аэрозольных частиц.

Ключевые слова: состав атмосферы, углеродсодержащий аэрозоль, траекторные методы, элементарный углерод, органический углерод

DOI: 10.31857/S0002351523060123, EDN: TFEW GK

1. ВВЕДЕНИЕ

Сильные вариации оптических и микрофизических характеристик атмосферного аэрозоля во многом связаны с изменчивостью химического состава аэрозольных частиц, которая, в свою очередь, обусловлена разнообразием источников аэрозолей в атмосфере. Углеродсодержащий аэрозоль является одним из наиболее значимых по влиянию на климат компонентов атмосферы, массовая доля которого в общем количестве аэрозольной фракции оценивается в 15–40% в зависимости от региона планеты [Andreae et al., 2008]. При этом углерод может находиться в аэрозольном веществе как в элементарной форме (elemental carbon, ЕС), так и в составе сложных органических соединений (organic carbon, ОС). Оба типа аэрозольного углерода образуются главным образом при горении органических материалов: различных видов ископаемого топлива, биомассы и пр. По литературным данным [Bond et al., 2004; Ito et al., 2005] в результате сжигания ископаемого топлива, био-

топлива и открытого горения биомассы ежегодный выброс первичного органического углерода составляет от 5 до 17 Тг/год, а элементарного от 6 до 8 Тг. При этом отмечается, что за период с 1870 по 2000 год выбросы органического и элементарного углерода увеличились в три раза, следовательно, основная часть эмиссии аэрозольного углерода связана с антропогенными источниками. Другой канал поступления органического углерода в атмосферу – вторичный органический аэрозоль (secondary organic aerosol, SOA), который формируется в результате конденсации и фотохимической конверсии летучих органических соединений, как антропогенного, так и, главным образом, биогенного происхождения (монотерпены, изопрен) [Михайлов и др., 2015]. В последние годы был проведен ряд исследований для оценки эмиссии SOA [Chung et al., 2005; Kanakidou et al., 2005], однако приводимые значения характеризуются большим разбросом (2.5–79 Тг/год для аэрозолей биогенного и 0.05–2.6 Тг/год для аэрозолей

антропогенного происхождения). В качестве наилучшей оценки рекомендуют ориентироваться на значения эмиссий биогенных и антропогенных источников SOA в 34 Тг/год и 2 Тг/год соответственно [Levin et al., 2009]. Элементарный углерод активно поглощает солнечное излучение на всех длинах волн, что обуславливает его заметный положительный вклад в радиационный форсинг. По данным межправительственной группы экспертов по изменению климата (IPCC) значение форсинга связанное с элементарным углеродом оценивается $+0.20 \pm 0.15$ Вт/м² [Forster et al., 2007]. Органический углерод в большинстве климатических моделей рассматривается как практически непоглощающий компонент, с которым связан отрицательный вклад в радиационный форсинг, оцениваемый той же группой экспертов на уровне -0.05 ± 0.05 Вт/м² [Forster et al., 2007]. Приведенные значения показывают существенную неопределенность климатической роли углеродсодержащих аэрозолей, которая еще больше усиливается за счет косвенного радиационного эффекта, обусловленного конденсационной активностью частиц, содержащих водорастворимый органический углерод [Carslaw et al., 2013]. В целом, несмотря на большое количество работ, посвященных атмосферным аэрозолям, именно широкий диапазон возможных значений аэрозольного радиационного форсинга вносит наибольший вклад в общую погрешность атмосферных климатических оценок. Наиболее достоверное значение прямого радиационного аэрозольного форсинга составляет -0.45 ± 0.5 Вт/м², а косвенного -0.45 Вт/м² с доверительным интервалом от -1.2 до 0.0 Вт/м² [Gulev et al., 2021].

Отмеченная выше неопределенность во многом обусловлена сильной пространственно-временной изменчивостью углеродсодержащих аэрозолей, которая, в свою очередь, во многом связана с разнообразием источников поступления таких частиц в атмосферу. Поэтому для улучшения точности оценок аэрозольных климатических эффектов необходимы систематические наблюдения за вариациями состава и концентрации аэродисперсных частиц, а также изучение расположения и продуктивности источников атмосферных аэрозолей. Известно много работ, посвященных обсуждению результатов локальных наблюдений [Попова и др., 2009; Сафатов и др., 2013; Grivas et al., 2012; Cao et al., 2013; Singh et al., 2014; Mikhailov et al., 2017; Власенко и др., 2019], проводимых в разных регионах планеты и различающихся методами и продолжительностью измерений, а также набором измеряемых параметров. В последнее время при анализе атмосферных данных широко используются рецепторные модели (source-receptor models), которые позволяют по локальным измерениям концентрации како-

го-либо компонента в одной точке получать информацию о пространственном распределении потенциальных источников этого компонента [Норке, 2023]. Наибольшее распространение при решении подобных задач получили траекторные методы, основанные на анализе массива обратных траекторий воздушных масс исходящих из точки измерений. В литературе описано достаточно много таких методик [Zhou et al., 2004; Pekney et al., 2006; VuIenkien et al., 2014], но чаще всего применяются концептуально близкие методы расчета функции вклада потенциальных источников (PSCF – potential source contribution function) и анализа концентрационно-взвешенных траекторий (CWT – concentration weighted trajectory) [Zachary et al., 2018; Hao et al., 2019; Yan et al., 2015], которые пригодны для анализа как газовых [Giemsa et al., 2019; Cassol et al., 2020], так и аэрозольных [Kim et al., 2004; Pekney et al., 2006; Zachary et al., 2018; Hao et al., 2019; Yan et al., 2015] составляющих атмосферы.

С 2013 года по настоящее время в Петергофе (35 км от центра Санкт-Петербурга) на базе ресурсного центра “Геомодель” Научного Парка Санкт-Петербургского государственного университета (СПбГУ) выполняются непрерывные фильтровые измерения содержания в атмосферных аэрозолях элементарного (ЕС) и органического (ОС) углерода [Власенко и др., 2019]. В данной работе приведены оценки пространственного распределения источников углеродсодержащих аэрозолей в регионе С.-Петербурга (северо-запад России) по результатам анализа полученных временных рядов за 2013–2021 гг. с помощью траекторного CWT метода.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ

Массовые концентрации органического и элементарного углерода в атмосферном аэрозоле определялись по результатам анализа аэрозольных проб, отобранных на кварцевые фильтры. Отбор фильтровых проб производился на высоте 35 м. над уровнем моря (15 м над земной поверхностью) на наблюдательной станции Санкт-Петербургского университета, расположенной в Петергофе (59.88° с.ш., 29.83° в.д.) на юго-западной границе Санкт-Петербурга. Скорость потока воздуха при заборе составляла 15 л/мин, при этом смена фильтров осуществлялась раз в 5–7 суток.

Содержание ОС и ЕС в пробах определялось с помощью термооптического анализатора (Thermal/Optical-Transmittance Carbon Aerosol Analyzer; Sunset Laboratory Inc., USA) с использованием протокола NIOSH870 с максимальной температурой нагрева образца равной 870°C. Более детально методика анализа фильтровых проб описана в работах [Birch et al., 1996; Birch, 1998;

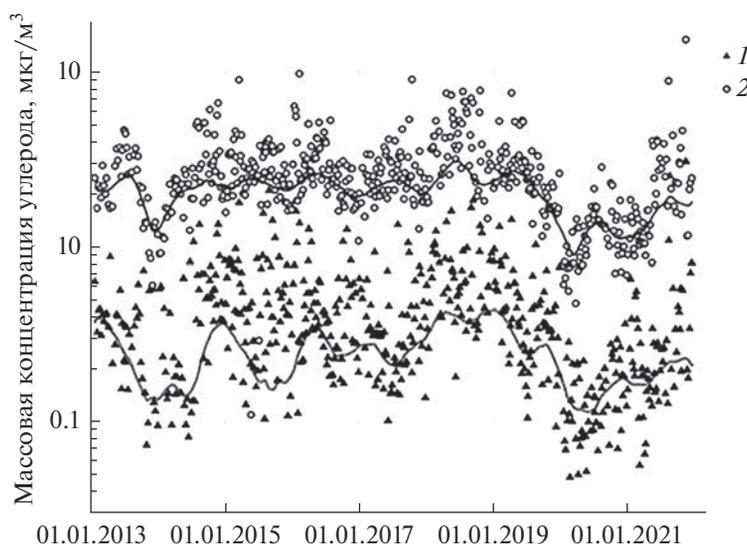


Рис. 1. Временной ход массовой концентрации элементарного (1) и органического (2) аэрозольного углерода по данным измерений в Петергофе в 2013–2021 гг. Сплошными линиями показаны рассчитанные фоновые концентрации.

Mikhailov et al., 2017; Власенко и др., 2019], где оценены основные факторы, влияющие на точность получаемых средних за период экспонирования фильтра значений массовых концентраций ЕС и ОС. Всего за время с января 2013 года по декабрь 2021 года было получено и проанализировано 553 фильтровые пробы. Средняя относительная погрешность определения концентрации углерода составила 6%.

Полученные таким образом значения массовой концентрации органического и элементарного углерода в атмосферных аэрозолях вблизи Санкт-Петербурга приведены на рис. 1. За дату каждого измерения концентраций ОС и ЕС принята середина периода отбора соответствующей пробы. Видно, что содержание аэрозольного углерода быстро изменяется в широких пределах, как для ОС так и для ЕС максимальные значения концентраций в десятки раз превосходят минимальные. Такая вариативность характерна для локальных аэрозольных измерений и связана как с нестационарностью движения воздушных масс, так и с наличием в регионе большого количества источников углеродсодержащих частиц, сильно различающихся по своему расположению, размерам, мощности и продолжительности действия. Поэтому при анализе подобных временных рядов принято различать периоды с высоким (“загрязненные”) и низким (“чистые” или “фоновые”) содержанием измеряемого компонента [Chi et al., 2013; Mikhailov et al., 2017; Власенко и др., 2019]. При этом под “фоновыми” условиями понимается состояние атмосферы без заметного воздействия местных или региональных источников загрязнения, но под влиянием выбросов естественного происхождения, а также загрязнения,

переносимого от удаленных источников [Andreae, 2007; Chi et al., 2013]. То есть фоновая концентрация какой-либо примеси в атмосфере определяется эмиссией естественных источников и дальним переносом. Определение фоновой концентрации и, соответственно, разделение исследуемых временных рядов на фоновые и загрязненные периоды проводилось с помощью REBS алгоритма, изначально разработанного для определения нулевой линии в спектроскопических измерениях [Ruckstuhl et al., 2001], но затем успешно адаптированного к задачам анализа концентрации газовых [Zhang et al., 2011; Ruckstuhl et al., 2012; Chi et al., 2013] и аэрозольных [Chi et al., 2013; Mikhailov et al., 2017] примесей в атмосфере. Подробно применение этого алгоритма к обработке данных фильтровых аэрозольных измерений изложено в [Власенко и др., 2019], рассчитанные таким образом фоновые массовые концентрации ЕС и ОС так же показаны на рис. 1.

3. МЕТОД КОНЦЕНТРАЦИОННО-ВЗВЕШЕННЫХ ТРАЕКТОРИЙ

Пространственная локализация потенциальных источников углеродсодержащих аэрозолей оценивалась по приведенным данным измерений с применением траекторного СВТ метода. Как уже указывалось, все траекторные методы требуют расчета массива обратных траекторий воздушных масс, начинающихся в месте, где расположена наблюдательная станция в моменты времени, соответствующие времени проведения измерений. Таким образом каждой траектории соответствует значение концентрации изучаемого компонента в точке измерений. В данной работе, как и

во многих других [Yan et al., 2015; Hao et al., 2019; Cassol et al. 2020], для построения обратных траекторий использовалась модель HYSPLIT [Stein et al., 2015]. Географическая область, в которой производится поиск источников загрязнения, разбивается координатной сеткой на двумерный массив ячеек. Каждой ячейке сопоставляется взвешенное по траекториям значение концентрации аэрозольного компонента C_{ij} по формуле [Hao et al., 2019]:

$$C_{ij} = \frac{1}{N} \frac{\sum_{l=1}^N C_l \tau_{ijl}}{\sum_{l=1}^N \tau_{ijl}}, \quad (1)$$

где i, j – индексы ячейки, l – номер траектории, N – общее число траекторий, C_l – концентрация компонента, измеряемая в точке наблюдения в момент прихода траектории с номером l , τ_{ijl} – время, в течении которого траектория с номером l проходит над ячейкой с номером i, j . Величину C_{ij} часто называют SWT функцией и она имеет смысл средней за время измерений концентрации аэрозольного компонента, приносимого в точку наблюдения из ячейки с индексами i, j . Чем выше ее значение для данной ячейки, тем в среднем более мощные источники расположены в этой ячейке. В данной работе SWT функция рассчитывалась в географической области 16° – 44° в.д. \times 48° – 68° с.ш. поделенной на 150×250 ячеек. Характерный размер ячейки составил около 10 км. Обратные траектории строились продолжительностью 5 суток с интервалом времени прихода в точку наблюдений 1 час. Таким образом общее количество обработанных обратных траекторий составило около восьмидесяти тысяч. Надо отметить, что подавляющее большинство траекторий проходили указанный географический домен менее, чем за 3 суток. Поскольку углеродсодержащий аэрозоль относится главным образом к субмикронной фракции [Волкова и др., 2020], его время жизни существенно превышает длительность обратных траекторий и его можно считать в первом приближении консервативной примесью. Значение средней массовой концентрации ЕС и ОС, определяемое по данным анализа фильтровой пробы приписывалось всем траекториям, приходящим в точку измерений в течении времени отбора данного фильтра – величина C_l в выражении (1).

Основные источники углеродсодержащих аэрозольных частиц расположены на поверхности. Поэтому в данной работе в формуле для расчета SWT функции учитываются только те участки траекторий, которые над данной ячейкой проходят на высоте меньшей, чем высота слоя перемешивания. Высота слоя перемешивания и высота траектории рассчитываются в модели HYSPLIT.

Такая модернизация алгоритма уменьшает, на наш взгляд, возможный “маскирующий” эффект от воздушных потоков, траектории которых проходят над источниками на большой высоте и, поэтому, они приносят мало загрязнений в точку измерений. Кроме того, при расчете SWT функции учитывался эффект вымывания аэрозольных частиц осадками. При прохождении траектории через область с интенсивностью осадков выше 0.5 мм/час, вклад от более ранних участков данной траектории в сумму (для вычисления C_{ij} (1) приравнивался к нулю.

Главными факторами, влияющими на точность расчета SWT функции, являются погрешность измерения концентрации компонента, которая обсуждалась выше, и погрешность расчета обратных траекторий, в основном связанная с дискретностью используемых метеорологических данных [Draxler et al., 1998]. То, насколько хорошо метеоданные, представленные на пространственно-временной сетке, отражают реальные атмосферные условия, зависит от расположения областей с резкими градиентами атмосферных параметров относительно точек сетки. Естественно, что состояние атмосферы в исследуемом регионе изменяется практически ежедневно и точность построения обратных траекторий, используемых при расчетах может сильно варьироваться. Разработчики модели HYSPLIT рекомендуют для оценки траекторных ошибок сопоставление прямых и обратных траекторий. Для обратной траектории, построенной из точки измерений, рассчитывается прямая траектория, такой же продолжительности, которая начинается в конечной точке обратной траектории. Удаление конечной точки прямой траектории от пункта измерений характеризует пространственную неопределенность соответствующей траектории. Это расстояние для 85% обратных траекторий, построенных для расчета SWT функции, было меньше 1 км, но для 5% траекторий оно превосходило 100 км, а в единичных случаях было более 1000 км. Влияние этой неопределенности на точность определения C_{ij} оценивалось методом Монте-Карло. Строились случайные траектории, отклоняющиеся от рассчитанной в пределах указанной неопределенности и рассчитывался соответствующий разброс τ_{ijl} . Итоговая оценка погрешности C_{ij} , выполненная по всему ансамблю используемых траекторий, составила менее 15%.

Надо отметить, что вклад источников аэрозолей, лежащих на одной обратной траектории, не может быть разделен, так как дальние источники находятся как бы в “тени” расположенных более близко. Поэтому надежная локализация источников происходит в том случае, если через ячейки где они расположены проходит много несовпадающих обратных траекторий. Понятно, что это

Таблица 1. Значения CWT функции для углеродсодержащих аэрозолей, мкг/м³

Временной период	Органический углерод				Элементарный углерод			
	мин.	сред.	макс.	ско.	мин.	сред.	макс.	ско.
Все измерения	0.86	2.77	9.72	0.81	0.14	0.45	1.88	0.14
“лето”	0.62	3.06	21.0	0.88	0.07	0.38	1.96	0.13
“зима”	0.69	2.47	11.4	0.74	0.11	0.49	2.27	0.17

требование не для всех ячеек выполняется одинаково хорошо, в частности в зоне, прилегающей к точке измерений, траектории, в основном к ней и направлены. Для количественной оценки этого аспекта для каждой ячейки определялось среднее направление проходящих через нее траекторий и дисперсия D_{ij} угла отклонения каждой из этих траекторий от среднего направления. Чем больше эта дисперсия, тем больше несопадающих траекторий проходит через данную ячейку. Соответственно значение C_{ij} для определенное по формуле (1) для каждой ячейки умножалось на весовой коэффициент:

$$W_{ij} = \frac{D_{ij}}{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m D_{ij}} N_c, \quad (2)$$

где $N_c = nm$ – число ячеек.

Использование взвешенной CWT функции позволяет уменьшить вероятность появления ложных источников из-за “плохой” статистики обратных траекторий. Анализ пространственного распределения весовых коэффициентов показывает сильное уменьшение их значений на периферии рассматриваемой географической области, то есть оценка CWT функции для удаленных от центра ячеек становится плохо статистически обусловленной и дальнейшее расширение домена не имеет смысла. Таким образом, использование коэффициентов W_{ij} дает возможность оценить оптимальный размер анализируемой территории для данного массива траекторий.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для оценки пространственного распределения источников углеродсодержащих аэрозолей в указанной географической области по описанной выше методике, были рассчитаны значения соответствующих CWT функций исходя из данных локальных (г. Петергоф) измерений содержания в аэрозольных частицах органического и элементарного углерода за период с января 2013 г. по декабрь 2021 г. Минимальные, средние и максимальные значения CWT функций для органического и элементарного углерода приведены в табл. 1. Для анализа внутригодовой изменчивости

аэрозольных эмиссий весь цикл измерений был разбит на теплый (“лето”) и холодный (“зима”) сезоны. К теплому периоду относились дни, когда среднедекадная температура в пункте измерений превышала среднюю температуру за весь период наблюдений (+6°C). Значения температур для расчета средних значений определялись по данным модели HYSPLIT. В рассматриваемые годы начало теплой фазы года приходилось на вторую декаду апреля, а окончание на вторую половину октября. Таким образом, весь ансамбль анализируемых траекторий был разбит на два массива, соответствующих теплым и холодным сезонам, по которым рассчитывались “сезонные” CWT функции, минимальные, средние и максимальные значения которых также представлены в табл. 1. Следует признать, что приведенные в табл. 1 данные не дают какой-либо новой информации по сравнению с обычным анализом временных рядов, как это было сделано, например, в работе [Власенко и др., 2019], но они позволяют сделать аналогичные выводы о сезонной изменчивости источников аэрозольного углерода в рамках CWT метода.

Видно, что “летом” эмиссия органического углерода несколько больше, чем “зимой”, в то время как для элементарного углерода имеет место обратное соотношение. Это согласуется с ранее полученными результатами для Петербурга [Власенко и др., 2019], но отличается от данных аналогичных измерений для других урбанизированных регионов, представленных в табл. 2. Например, углеродный анализ аэрозольных фильтровых проб, отобранных в Нидерландах [Dusek et al., 2017] показывает практически двухкратное превышение концентрации как органического, так и элементарного углерода в зимний период, по сравнению с летним. Похожая тенденция наблюдается и для Китая, согласно данным измерений в Чангхуне [Wang et al., 2019] и Гонконге [Ho et al., 2006], при этом полученные значения концентрации аэрозольного углерода в Азии существенно (в 5–10 раз) превышают уровень регистрируемый в Европе.

Кроме того видно, что для неурбанизированных территорий (фоновая станция Зотино в Красноярском крае) концентрация аэрозольного углерода (особенно органического) в летний пе-

Таблица 2. Среднесезонные концентрации органического и элементарного аэрозольного углерода, полученные по измерениям в различных регионах

	Элементарный углерод, мкг/м ³		Органический углерод, мкг/м ³	
	лето	зима	лето	зима
Петербург (Россия)	0.42 ± 0.35	0.46 ± 0.35	3.2 ± 2.1	2.4 ± 1.5
Зотино (Россия)	0.17 ± 0.38	0.12 ± 0.10	3.5 ± 9.3	0.45 ± 0.32
Утрехт (Нидерланды)	0.34 ± 0.16	0.66 ± 0.72	1.0 ± 0.3	2.1 ± 2.3
Чангхун (Китай)	1.35 ± 0.27	2.45 ± 0.38	21.15 ± 2.56	24.03 ± 6.21
Гонгконг (Китай)	3.6 ± 2.1	4.3 ± 2.3	5.9 ± 3.8	8.7 ± 2.8

риод больше, чем в зимний. Таким образом, приведенные данные подтверждают уже упомянутый выше факт существования различных типов источников углеродсодержащих частиц с различным характером сезонной изменчивости [Bond et al., 2004; Ito et al., 2005; Chung et al., 2005; Kanakidou et al., 2005; Chung et al., 2005; Михайлов и др., 2015].

Для классификации аэрозольных источников целесообразно иметь информацию об их пространственном распределении, которую, в частности можно получить SWT методом. На рис. 2 приведены значения SWT функций, рассчитанных для элементарного и органического углерода для теплого и холодного полугодий. Прежде всего надо отметить очевидную неоднородность в пространственном распределении значений SWT функции для ОС и ЕС. Основные потенциальные источники углеродсодержащих аэрозолей сконцентрированы к юго-востоку от Петербурга в регионе верхней Волги (города Москва, Владимир, Ярославль). Другая, более компактная область с высокими значениями SWT функции расположена в среднем течении Днепра, между городами Киев и Кременчуг. Третий район с высокой эмиссией аэрозольного углерода можно выделить в южной части Польши. Для всех этих территорий характерна достаточно высокая плотность городского и сельского населения, большое количество населенных пунктов и промышленных предприятий, то есть их отличает существенное влияние антропогенного фактора на состояние атмосферы.

Интересно, что указанные области различаются типом сезонной изменчивости эмиссий углерода. Если регион верхней Волги характеризуется высокими, по сравнению с окружающими территориями значениями SWT функции в течении всего года, то на севере Украины интенсивная эмиссия наблюдается только в зимний период, а летом она снижается до уровня, характерного для всей приднепровской низменности. Источники, расположенные на юге Польши, наоборот, сильно выделяются по сравнению с окружающими областями только в теплое время года, а зимой их преобладание не столь заметно.

Отмеченные особенности пространственного распределения источников углеродсодержащих аэрозолей относятся как к органическому, так и к элементарному углероду. Рисунок 2 наглядно демонстрирует сильную корреляцию между значениями SWT функций для этих компонент (коэффициент корреляции $R = 0.91 \pm 0.02$). Такая сильная взаимосвязь объясняется тем, что основная доля аэрозольного углерода поступает в атмосферу в результате сгорания органических материалов различного происхождения, когда одновременно продуцируются и органический и элементарный углерод. Причем корреляция между ОС и ЕС в зимний период выше ($R = 0.94 \pm 0.02$), чем в летний ($R = 0.83 \pm 0.02$). Это объясняется действием альтернативных источников органического углерода – формированием в вегетативный период вторичных органических биогенных аэрозолей [Chung et al., 2005; Kanakidou et al., 2005; Levin et al., 2009; Dusek et al., 2017].

Широко известно, что эмиссионное отношение ОС/ЕС различается для разных процессов генерации углеродсодержащих частиц [Andreae et al., 2001; Kondo et al., 2006; Wang et al., 2011] – лесных и степных пожаров, сжигание газа, угля или нефтепродуктов, и, поэтому может использоваться в качестве индикатора происхождения аэрозолей. Понятно, что отношение значений SWT функций для ЕС и ОС не тождественно эмиссионному отношению, но можно ожидать, что оно так же будет различаться в зависимости от типов источников, преобладающих на данной территории.

На рис. 3 показана взаимозависимость между SWT функциями органического и элементарного углерода в теплый и холодный периоды для регионов с мощными аэрозольными источниками, рассмотренными выше (рис. 3а, 3б) и для территорий со средними эмиссиями ОС и ЕС. в качестве которой были выбраны Карелия и Прибалтика (рис. 3в, 3г). Каждая точка на этих графиках соответствует определенной ячейке географической сетки и координаты этой точки соответствуют рассчитанным для ячейки значениям SWT

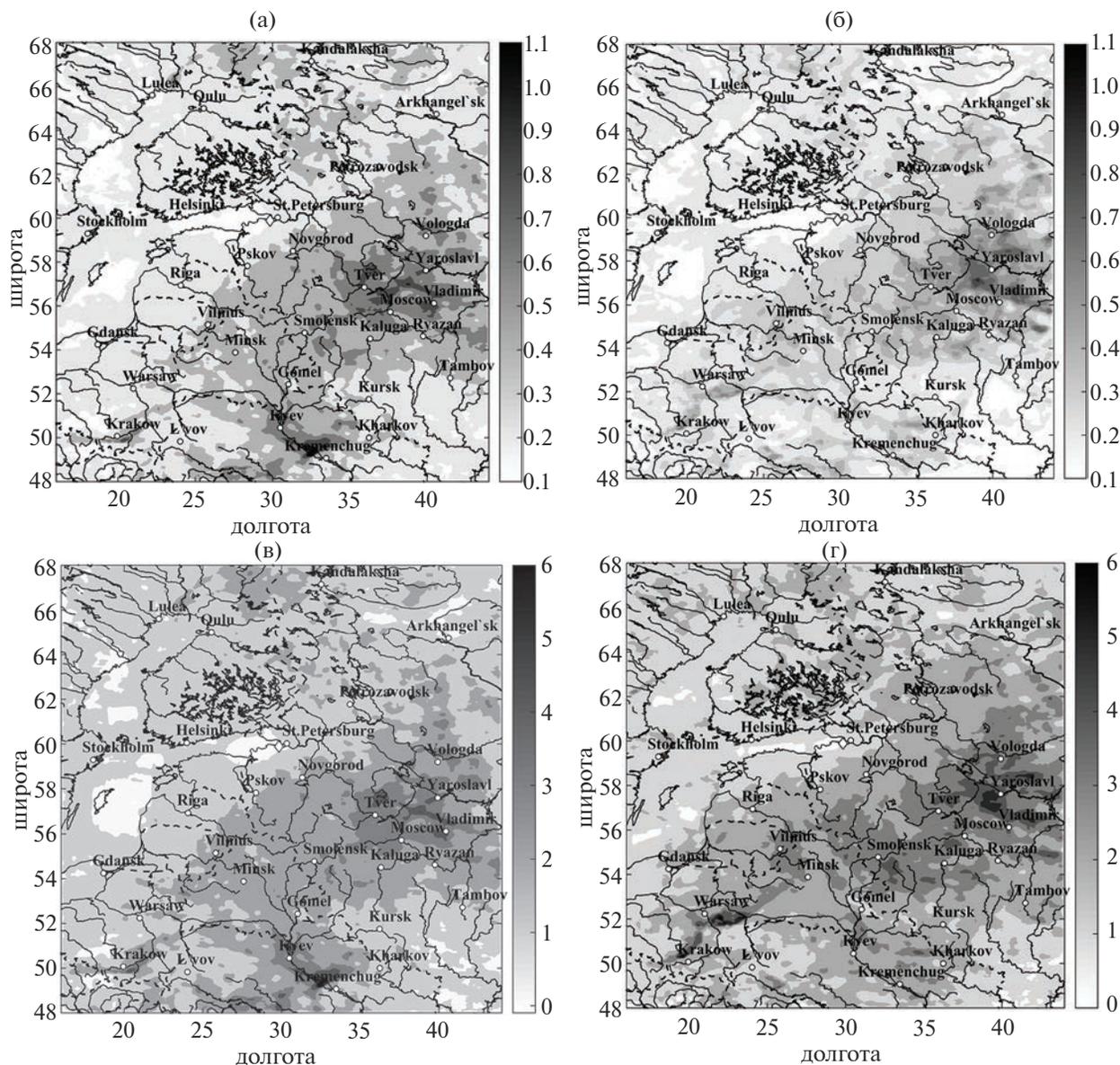


Рис. 2. Пространственное распределение потенциальных источников аэрозольного углерода (значения CWT функции, $\text{мг}/\text{м}^3$): (а) – элементарный углерод, холодное полугодие; (б) – элементарный углерод, теплое полугодие; (в) – органический углерод, холодное полугодие; (г) – органический углерод, теплое полугодие.

функции для органического и элементарного углерода.

Для всех рассмотренных областей зависимость хорошо аппроксимируется линейной функцией $OC_{CWT} = rEC_{CWT} + a$, соответствующие коэффициенты регрессии r представлены на графиках. Для территории с высокой антропогенной нагрузкой коэффициент линейной регрессии для холодного периода практически одинаковый ($r = 4.9 \pm 0.1$), что указывает на идентичность источников аэрозольного углерода, связанных, по-видимому, с интенсивным сжиганием различного ископаемого топлива в отопительный период.

Чтобы подчеркнуть сходство “зимних” интенсивных источников на рис. За показаны данные для обоих южных регионов – видно, что точки практически накладываются друг на друга. Области с низкой антропогенной нагрузкой (рис. 3в, 3г) отличаются несколько большими значениями коэффициента линейной регрессии между значениями CWT функции для ОС и ЕС в холодные периоды ($r = 5.3 \pm 0.1$ и $r = 5.1 \pm 0.1$) и существенно меньшим диапазоном вариаций этих значений. Различие в коэффициентах регрессии, скорее всего, связано с различной структурой топливного баланса в энергетике сравниваемых регионов. В областях, где коэффициент регрессии выше,

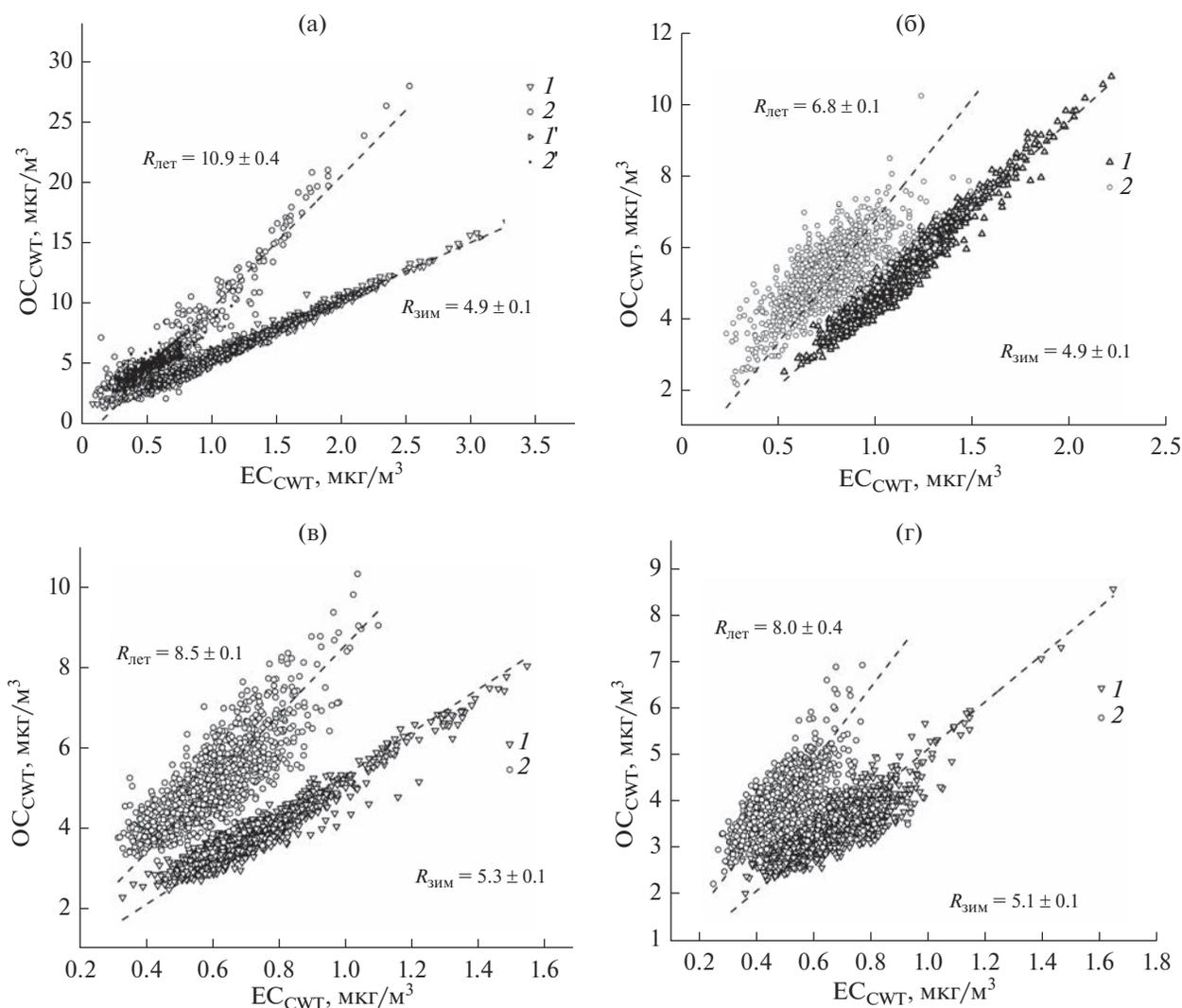


Рис. 3. Корреляция между значениями CWT функций органического и элементарного углерода для различных территорий: (а) – юг Польши (1, 2), север Украины (1', 2'); (б) – регион верхней Волги; (в) – Прибалтика; (г) – Карелия; 1, 1' – холодное полугодие; 2, 2' – теплое полугодие.

для отопления в большей степени используется биотопливо (древесина), для которого эмиссионное отношение ОС/ЕС выше, чем для ископаемых типов топлива (нефтепродукты, уголь) [Andreae et al., 2001; Kondo et al., 2006; Wang et al., 2011], сжигание которого характерно для урбанизированных регионов.

В теплые сезоны для всех сравниваемых регионов характерно резкое увеличение коэффициента линейной регрессии между значениями CWT функции для ОС и ЕС, что указывает на увеличение эмиссионного отношения ОС/ЕС. Во многом это связано с горением биомассы (лесные и степные пожары, сельскохозяйственные палы, сжигание растительных остатков). По данным информационной системы NASA FIRMS (firms.modaps.eosdis.nasa.gov) в анализируемом

географическом домене ежегодно с апреля по август регистрируется большое количество очагов горения, поэтому весной и летом пожары несомненно вносят существенный вклад в продуцирование углеродсодержащих аэрозолей. Кроме того, к увеличению отношения ОС/ЕС приводит генерация в вегетативный сезон вторичных органических аэрозолей. Значительный разброс в значениях коэффициента регрессии сравниваемых территорий (от $r = 6.8 \pm 0.1$ до $r = 10.4 \pm 0.4$) обусловлен разнообразием источников аэрозольного углерода в теплые периоды и изменчивостью их интенсивности.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о перспективности траекторных методов для оценки распределения поверхностных источников атмосферных примесей, хотя следует

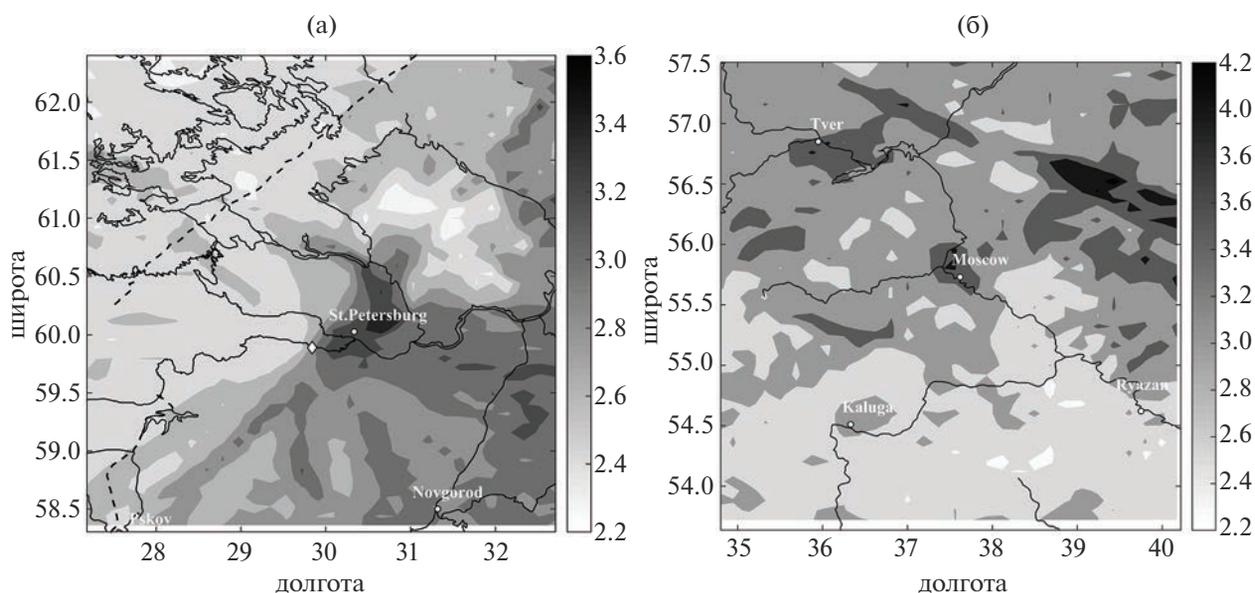


Рис. 4. Пространственное распределение потенциальных источников органического для регионов С.-Петербурга (а) и Москвы (б) (значения SWT функции, $\text{мкг}/\text{м}^3$).

иметь в виду, что пространственная точность этих методов не слишком велика.

Для иллюстрации на рис. 4а приведены значения SWT функции для органического углерода за весь период измерений в географической области $27^\circ\text{--}33^\circ$ в.д. \times $58.5^\circ\text{--}63.5^\circ$ с.ш., т.е. регион С.-Петербурга показан в существенно более крупном масштабе, чем на рис. 2. Понятно, что такой крупный мегаполис как Петербург является мощным источником углеродсодержащих аэрозолей и этот эффект очевидно проявляется в виде локального максимума SWT функции, однако географическая привязка этого максимума несколько смещена от реального расположения города. Можно заметить, что сигнал от мегаполиса несколько “размывается” вдоль обратных траекторий, так что пиксели с повышенными значениями SWT функции наблюдаются и над акваторией Ладожского озера.

SWT метод позволяет выделять эффект и удаленных от точки измерений мегаполисов. На рис. 4б показаны значения SWT функции органического углерода, рассчитанные по данным измерений в Петергофе для московского региона. Отчетливо выделяется локальный максимум SWT функции, связанный с влиянием столичного мегаполиса, хотя в этом регионе есть территории с более высокими значениями SWT функции, а значит с более интенсивными источниками углеродсодержащих аэрозолей. Интересно отметить, что значения SWT функции для Москвы и Петербурга примерно одинаковы, около $3.5 \text{ мкг}/\text{м}^3$. В целом анализ крупномасштабных карт SWT функций показывает, что вопрос о точности локализации

компактных источников примесей рассматриваемым методом требует более детального изучения, применительно к данной работе эта точность может быть оценена значением в 50 км.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный с помощью модифицированного SWT метода анализ данных измерений о составе углеродсодержащей фракции атмосферного аэрозоля вблизи Санкт-Петербурга (Петергоф) позволил оценить пространственное распределение источников аэрозольного углерода в рассматриваемой географической области ($16^\circ\text{--}44^\circ$ в.д. \times $48^\circ\text{--}68^\circ$ с.ш.). Полученные оценки показывают, что территории с наибольшей эмиссией как органического, так и элементарного углерода расположены в регионе междуречья Волги и Оки (города Москва, Владимир, Рыбинск, Ярославль и др.). Причем для этого региона характерна высокая интенсивность источников углеродсодержащих частиц в течении всего года, как в теплые, так и в холодные сезоны. Другие области с относительно высокими уровнями эмиссии аэрозольного углерода – среднее течение Днепра (города Киев, Кременчуг) и юг Польши (города Краков и Катовице) – отличаются гораздо меньшей площадью и более выраженной сезонной изменчивостью.

Коэффициенты линейной регрессии для SWT функций органического и элементарного углерода на различных территориях определяются типом преобладающих источников углеродсодержащего аэрозоля. Их значения, аналогично эмиссионным отношениям ОС/ЕС, могут быть

использованы для классификации источников в зависимости от сезона и географического положения. Таким образом, метод концентрационно-взвешенных траекторий позволяет определять расположение и оценивать интенсивность источников атмосферных примесей по данным локальных измерений и может служить дополнением к традиционным способам контроля загрязнений атмосферы.

Работа выполнена с использованием оборудования ресурсного центра СПбГУ “Геомодель” научного парка СПбГУ. Работа поддержана грантом РФФИ № 22-27-00258.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Власенко С.С., Волкова К.А., Ионов Д.В., Рышкевич Т.И., Иванова О.А., Михайлов Е.Ф.* Изменчивость углеродсодержащей фракции атмосферного аэрозоля вблизи Санкт-Петербурга // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 6. С. 147–156.
- Волкова К.А., Аникин С.С., Михайлов Е.Ф., Ионов Д.В., Власенко С.С., Рышкевич Т.И.* Сезонная и суточная изменчивость концентраций аэрозольных частиц вблизи Санкт-Петербурга // Оптика атмосферы и океана. 2020. Т. 33. № 5. С. 407–414.
- Михайлов Е.Ф., Миронова С.Ю., Макарова М.В., Власенко С.С., Рышкевич Т.И., Панов А.В., Андреае М.О.* Исследование сезонной изменчивости углеродсодержащей фракции атмосферного аэрозоля Центральной Сибири // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 4. С. 484–492.
- Попова С.А., Макаров В.И.* Определение концентраций вторичного органического углерода в аэрозолях континентальной территории // Гео-Сибирь. 2009. Т. 4. № 2. С. 57–60.
- Сафатов А.С., Буряк Г.А., Олькин С.Е., Резникова И.К., Макаров В.И., Попова С.А.* Анализ данных мониторинга органического/неорганического углерода и суммарного белка в аэрозоле приземного слоя атмосферы юга Западной Сибири // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 12. С. 1054–1058.
- Andreae M.O., Merlet P.* Emission of trace gases and aerosols from biomass burning // Global Biogeochem. Cycles. 2001. V. 15. P. 955–966.
- Andreae M. O.* Aerosols before pollution // Science. 2007. V. 315. P. 50–51.
- Andreae M.O., Rosenfeld D.* Aerosol–cloud–precipitation interactions. Part 1. The nature and sources of cloud-active aerosols // Earth-Science Reviews. 2008. V. 89. P. 13–41.
- Birch M. E.* Analysis of carbonaceous aerosols: interlaboratory comparison // Analyst. 1998. V. 123. № 5. P. 851–857.
- Birch M.E., Cary R.A.* Elemental carbon-based method for monitoring occupational exposures to particulate diesel exhaust // Aeros. Sci. Technol. 1996. V. 25. № 3. P. 221–241.
- Bond T.C., Streets D.G., Yaber K.F., Nelson S.M., Woo J., Klimont Z.* A technology-based global inventory of black and organic carbon emissions from combustion // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. D14203. <https://doi.org/10.1029/2003JD003697>
- Byčenkienė S., Dudoitis V., Ulevicius V.* The use of trajectory cluster analysis to evaluate the long-range transport of black carbon aerosol in the south-eastern Baltic region // Advances in Meteorology. 2014. Article ID 137694. <https://doi.org/10.1155/2014/137694>
- Cao J.J., Zhu C.S., Tie X.X., Geng F.H., Xu H.M., Ho S.S., Wang G.H., Han Y.M., Ho K.F.* Characteristics and sources of carbonaceous aerosols from Shanghai, China // Atmos. Chem. Phys. 2013. V. 13. № 2. P. 803–817.
- Carslaw K.S., Lee L.A., Reddington C.L., Pringle K.J., Rap A., Forster P.M., Mann G.W., Spracklen D.V., Woodhouse M.T., Regayre L.A., Pierce J.R.* Large contribution of natural aerosols to uncertainty in indirect forcing // Nature. 2013. V. 503. № 7. P. 67–71.
- Cassol H.L.G., Domingues L.G., Sanchez A.H., Basso L.S., Marani L., Tejada G., Alden C.B., Miller J.B., Gloor M., Anderson L.O., Aragão L.E., Gatti L.V.* Determination of region of influence obtained by aircraft vertical profiles using the density of trajectories from the HYSPLIT model // Atmosphere. 2020. V. 11. № 10. P. 1073.
- Chi X., Winderlich J., Mayer J.C., Panov A.V., Heimann M., Birmili W., Heintzenberg J., Cheng Y., Andreae M.O.* Long-term measurements of aerosol and carbon monoxide at the ZOTTO tall tower to characterize polluted and pristine air in the Siberian taiga // Atmos. Chem. Phys. 2013. V. 13. P. 12271–12298.
- Chung S.H., Seinfeld J.H.* Climate response of direct radiative forcing of anthropogenic black carbon // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. D11102. <https://doi.org/10.1029/2004JD005441>
- Draxler R.R., Hess G.D.* An overview of the HYSPLIT_4 modeling system for trajectories, dispersion, and deposition // Australian Meteorological Magazine. 1998. V.47. № 4. P. 295–308.
- Dusek U., Hiltnerberger R., Kasper-Giebl A., Kistler M., Meijer H.A.J., Szidat S., Wacker L., Holzinger R., Röckmann T.* Sources and formation mechanisms of carbonaceous aerosol at a regional background site in the Netherlands: insights from a year-long radiocarbon study // Atmos. Chem. Phys. 2017. V. 17. P. 3233–3251.
- Forster P., Ramaswamy V., Artaxo P., Bernsten T., Betts R., Fahey D.W., Haywood J., Lean J., Lowe D.C., Myhre G., Nganga J., Prinn R., Raga G., Schulz M. Van Dorland R.* Changes in atmospheric constituents and in radiative forcing. In: Climate Change 2007: The physical science basis. contribution of working group I to the fourth assessment report of the intergovernmental panel on climate change [Solomon S., Qin D., Manning M., Chen Z., Marquis M., Averyt K.B., Tignor M. and Miller H.L. (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Giemsa E., Jacobeit J., Ries L., Hachinger S.* Investigating regional source and sink patterns of Alpine CO₂ and CH₄ concentrations based on a back trajectory receptor

- model // *Environ. Sci. Eur.* 2019. V. 31.
<https://doi.org/10.1186/s12302-019-0233-x>
- Grivas G., Cheristandis S., Chaloulakou A. Elemental and organic carbon in the urban environment of Athens. Seasonal and diurnal variations and estimates of secondary organic carbon // *Sci. Total. Environ.* 2012. V. 414. № 1. P. 535–545.
- Gulev S.K., Thorne P.W., Ahn J., Dentener F.J., Domingues C.M., Gerland S., Gong D., Kaufman D.S., Nnamchi H.C., Quaas J., Rivera J.A., Sathyendranath S., Smith S.L., Trewin B., Schuckmann K., Vose R.S. Changing State of the Climate System. In *Climate Change 21: The physical science basis. contribution of working group I to the sixth assessment report of the intergovernmental panel on climate change* [Masson-Delmotte V., Zhai P., Pirani A., Connors S.L., Péan C., Berger S., Caud N., Chen Y., Goldfarb L., Gomis M.I., Huang M., Leitzell K., Lonnoy E., Matthews J.B.R., Maycock T.K., Waterfield T., Yelekçi O., Yu R., and Zhou B. (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 2021. P. 287–422.
<https://doi.org/10.1017/9781009157896.004>
- Hao T., Cai Z., Chen S., Han S., Yao Q., Fan W. Transport pathways and potential source regions of PM_{2.5} on the west coast of Bohai Bay during 2009–2018 // *Atmosphere.* 2019, V. 10. P. 345.
- Ho K.F., Lee S.C., Cao J.J., Li Y.S., Chow J.C., Watson J.G., Fung K. Variability of organic and elemental carbon, water soluble organic carbon, and isotopes in Hong Kong // *Atmos. Chem. Phys.* 2006. V. 6. P. 4569–4576.
- Hopke P.K. Recent developments in receptor modeling // *J. Chemometrics.* 2003. V. 17. P. 255–265.
- Ito A., Penner J.E. Historical emissions of carbonaceous aerosols from biomass and fossil fuel burning for the period 1870–2000 // *Global Biogeochem. Cycles.* 2005. V. 19. № 2. GB2028.
<https://doi.org/10.1029/2004GB002374>
- Kanakidou M., Seinfeld J.H., Pandis S.N., Barnes I., Dentener F.J., Facchini M.C., Van Dingenen R., Ervens B., Nenes A., Nielsen C.J., Swietlicki E., Putaud J.P., Balkanski Y., Fuzzi S., Horth J., Moortgat G.K., Winterhalter R., Myhre C.E.L., Tsigaridis K., Vignati E., Stephanou E.G., Wilson J. Organic aerosol and global climate modelling: A review // *Atmos. Chem. Phys.* 2005. V. 5. P. 1053–1123.
- Kim E., Hopke P.K. Improving source identification of fine particles in a rural northeastern U.S. area utilizing temperature-resolved carbon fractions // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. D09204,
<https://doi.org/10.1029/2003JD004199>
- Kondo Y., Komazaki Y., Miyazaki Y., Moteki N., Takegawa N., Kodama D., Deguchi S., Nogami M., Fukuda M., Miyakawa T., Morino Y., Koike M., Sakurai H., Ehara K. Temporal variations of elemental carbon in Tokyo // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. D12205.
<https://doi.org/10.1029/2005JD006257>
- Levin Z., Cotton W.R. Aerosol pollution impact on precipitation. A scientific Review. Dordrecht: Springer Science, 2009. 386 p.
- Mikhailov E.F., Mironova S., Mironov G., Vlasenko S., Panov A., Chi X., Walter D., Carbone S., Artaxo P., Heimann M., Lavric J., Pöschl U., Andreae M.O. Long-term measurements (2010–2014) of carbonaceous aerosol and carbon monoxide at the Zotino Tall Tower Observatory (ZOTTO) in central Siberia // *Atmos. Chem. Phys.* 2017. V. 17. P. 14365–14392.
- Pekney N.J., Davidson C.I., Zhou L., Hopke P.K. Application of PSCF and CPF to PMF-modeled sources of PM_{2.5} in Pittsburgh // *Aerosol Science and Technology.* 2006. V. 40. P. 952–961.
- Ruckstuhl A.F., Henne S., Reimann S., Steinbacher M., Volmer M.K., O’Doherty S., Buchmann B., Hueglin C. Robust extraction of baseline signal of atmospheric trace species using local regression // *Atmos. Meas. Tech.* 2012. V. 5. № 11. P. 2613–2624.
- Ruckstuhl A.F., Jacobson M.P., Field R.W., Dodd J.A. Baseline subtraction using robust local regression estimation // *J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer.* 2001. V. 68. P. 179–193.
- Singh A., Rajput P., Sharma D., Sarin M.M., Singh D. Black carbon and elemental carbon from postharvest agricultural-waste burning emissions in the Indo-Gangetic plain // *Advances in Meteorology.* 2014. V. 2014. Article ID 179301.
- 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. Amer. Meteor. Soc.* 2015. V. 96. P. 2059–2077.
- Wang Yu, Anan Yu, Le Yang L., Fang C. Research on organic carbon and elemental carbon distribution characteristics and their influence on fine particulate matter (PM_{2.5}) in Changchun city // *Environments.* 2019. V. 6. № 2. P. 2–9.
- Wang Yu., Wang X., Kondo Y., Kajino M., Munger J.W., Hao J.M. Black carbon and its correlation with trace gases at a rural site in Beijing: Top-down constraints from ambient measurements on bottom-up emissions // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. D24304.
- Yan R., Yu S., Zhang Q., Li P., Wang S., Chen B., Liu W. A heavy haze episode in Beijing in February of 2014: Characteristics, origins and implications // *Atmospheric Pollution Research.* 2015. V. 6. P. 867–876.
- Zachary M., Yin L., Zacharia M. Application of PSCF and CWT to identify potential sources of aerosol optical depth in ICIPE Mbita // *Open Access Library J.* 2018. V. 5. № 4. P. 1–12.
<https://doi.org/10.4236/oalib.1104487>
- Zhang F., Zhou L.X., Novell, P.C., Worthy D.E.J., Zellweger C., Klausen J., Ernst M., Steinbacher M., Cai Y.X., Xu L., Fang S.X., Yao, B. Evaluation of in situ measurements of atmospheric carbon monoxide at Mount Waliguan, China // *Atmos. Chem. Phys.* 2011. V. 11. P. 5195–5206.
- Zhou L., Hopke P.K., W. Liu. Comparison of two trajectory based models for locating particle sources for two rural New York sites // *Atmospheric Environment.* 2004. V. 38. P. 1955–1963.

Estimation of Spatial Distribution of Potential Sources of Carbonaceous Aerosol from Local Measurements Near St. Petersburg

S. S. Vlasenko^{1, *}, O. A. Ivanova¹, T. I. Ryshkevich¹, and E. F. Mikhailov¹

¹*St. Petersburg State University, Universitetskaya Naberezhnaya, 7–9, Saint-Petersburg, 199034 Russia*

**e-mail: s.vlasenko@spbu.ru*

The results of back-trajectory analysis of nine-year (2013–2021) measurements of organic (OC) and elemental (EC) aerosol carbon concentrations made at the atmospheric monitoring station near St. Petersburg (Peterhof, 59.88° N, 29.83° E) are presented. The spatial location of sources was estimated by the concentration weighted trajectory method (CWT) in the geographic area 16°–44° E × 48°–68° N. The obtained data allow us to identify the territories with the strongest organic and elemental carbon emissions and to estimate the seasonal variability of these emissions. In particular, the obtained estimates show that the most intense sources of organic and elemental aerosol carbon in the studied region are located in the Volga-Oka interfluvium and on the adjacent territories. It is demonstrated that linear regression coefficients between CWT function values for organic and elemental carbon differ for different regions and seasons and may indicate the prevailing type of sources of carbon-containing aerosol particles.

Keywords: atmospheric composition, carbonaceous aerosol, trajectory methods, elemental carbon, organic carbon

УДК 551.511.32,551.513,517.938

ВЗРЫВНОЙ РОСТ НЕСИММЕТРИЧНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОТОКЕ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ СДВИГОМ

© 2023 г. М. В. Калашник^{a, b, c, *}

^aИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 109017 Россия

^bИнститут физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, ул. Большая Грузинская, 10, Москва, 123242 Россия

^cФГБУ “НПО “Тайфун”, ул. Победы, 4, Калужской обл., Обнинск, 249038 Россия

*e-mail: kalashnik-obn@mail.ru

Поступила в редакцию 05.06.2023 г.

После доработки 11.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Классическая задача геофизической гидродинамики — задача о неустойчивости зонального геострофического течения с вертикальным сдвигом скорости. В настоящее время наиболее полно изучена неустойчивость относительно симметричных возмущений, не зависящих от координаты вдоль потока. Для возникновения симметричной неустойчивости двумерный волновой вектор возмущения должен лежать внутри определенного сектора в вертикальной плоскости волновых чисел. В настоящей работе исследована неустойчивость относительно несимметричных возмущений, ориентированных под углом к потоку. Обнаружены принципиально новые особенности временной динамики амплитуд таких возмущений. Основная особенность связана с существованием стадии экспоненциального взрывного роста конечной продолжительности. Дана кинематическая интерпретация этой стадии, связанная с прохождением проекции трехмерного волнового вектора на плоскость поперек потока через сектор симметричной неустойчивости.

Ключевые слова: бароклинная неустойчивость, вертикальный сдвиг скорости, волновой вектор, точки поворота

DOI: 10.31857/S0002351523060068, **EDN:** VQBXLY

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача о неустойчивости зонального геострофического течения с вертикальным сдвигом скорости — одна из центральных задач геофизической гидродинамики. К настоящему времени наиболее полно изучена задача о неустойчивости течения относительно симметричных возмущений, не зависящих от координаты вдоль потока. Решение этой задачи привело к созданию теории симметричной неустойчивости, излагаемой в литературе [Bennets., Hoskins, 1979; Шакина, 1990; Калашник, Свиркунов, 1995, 1996; Калашник и др., 2022; Курганский, 2023]. Установлено, что для возникновения неустойчивости двумерный волновой вектор симметричных возмущений должен лежать внутри определенного сектора — сектора симметричной неустойчивости на плоскости волновых чисел. С развитием симметричной неустойчивости связывают образование полосовых структур в пограничных слоях атмосферы и океана, результаты ряда лабораторных экспериментов по неустойчивости во вращающейся жидкости [Шакина, 1990].

Настоящая работа посвящена исследованию неустойчивости относительно пространственных несимметричных возмущений, ориентированных под углом к потоку. Для исследования неустойчивости использован так называемый немодальный подход, основанный на описании линейной динамики возмущений в полулагранжевой (движущейся вместе с потоком) системе координат [Chagelishvili et al., 1994, 1997; Kalashnik et al., 2006]. Волновое число пространственного немодального возмущения зависит от времени. При этом в определенный момент времени проекция волнового вектора на вертикальную плоскость попадает в сектор симметричной неустойчивости, а в определенный момент выходит из него. Между этими моментами изначально осциллирующее возмущение начинает экспоненциально расти. Таким образом, происходит резкий взрывной рост несимметричного возмущения. Подобное поведение со стадиями осцилляций и экспоненциального роста представляет собой новый малоизученный тип гидродинамической неустойчивости. В рамках дискретной двухуровневой модели этот тип исследовался в недавней ра-

боте автора [Калашник, 2023]. В настоящей работе рассмотрено сдвиговое течение в модели неограниченной непрерывно стратифицированной атмосфере.

2. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ВОЗМУЩЕНИЙ И СИММЕТРИЧНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Динамика вращающейся непрерывно стратифицированной жидкости описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} d\mathbf{v}/dt + f[\mathbf{k}, \mathbf{v}] &= -\nabla P + \sigma\mathbf{k}, \\ d\sigma/dt &= 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где \mathbf{v} – вектор скорости с компонентами u, v, w соответственно вдоль осей x, y, z соответственно, плавучесть $\sigma = -g\rho/\rho_*$, где ρ – отклонение плотности от фонового значения ρ_* , P – возмущение давления, нормированное на фоновую плотность, g – ускорение свободного падения, f – параметр Кориолиса, \mathbf{k} – вертикальный орт, $d/dt = \partial/\partial t + (\mathbf{v}, \nabla)$ – оператор полной производной. Квадратными скобками отмечено векторное произведение. Рассматриваем (1) в неограниченном по трем координатам слое жидкости $-\infty < x, y, z < \infty$.

В рамках системы (1) исследуем поведение малых возмущений зонального (вдоль горизонтальной оси x) течения жидкости с распределением зональной компоненты скорости $u = U(z) = \Lambda z$ и плавучести $\sigma = \Sigma(y, z) = N^2 z - f\Lambda y$, где $\Lambda > 0$ – величина постоянного сдвига, N – частота плавучести. Данные распределения являются точными решениями уравнений (1) и связаны уравнением термического ветра $fU_z = -\sigma_y$, показывающим, что во вращающейся жидкости вертикальный сдвиг скорости поддерживается меридиональным (вдоль оси y) градиентом плавучести.

Линеаризация системы (1) на фоновом течении приводит к следующей системе

$$\begin{aligned} \frac{Du}{Dt} - fv + \frac{dU}{dz}w &= -\frac{\partial P}{\partial x}, \quad \frac{Dv}{Dt} + fu = -\frac{\partial P}{\partial y}, \\ \frac{Dw}{Dt} - \sigma &= -\frac{\partial P}{\partial z}, \quad \frac{D\sigma}{Dt} + \frac{d\Sigma}{dy}v + N^2w = 0, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}, \end{aligned} \quad (2)$$

где D/Dt – оператор полной производной. Важная особенность состоит в том, что из этой системы следует закон сохранения

$$\begin{aligned} Dq/Dt &= 0, \\ q &= N^2(v_x - u_y) - f\Lambda(u_z - w_x) + \Lambda\sigma_y + f\sigma_z. \end{aligned} \quad (3)$$

Этот закон представляет собой линеаризованную форму закона сохранения потенциальной завихренности для возмущений (см. Приложение 1).

Из системы (2) вытекает также уравнение баланса полной осредненной энергии возмущения (кинетической плюс потенциальной)

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \Lambda \langle wu \rangle - (f\Lambda/N^2) \langle v\sigma \rangle, \\ E &= K + \Pi = \left\langle \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right\rangle + \left\langle \frac{\sigma^2}{2N^2} \right\rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь угловые скобки означают пространственное осреднение. Согласно (4), источником энергии возмущений являются осредненные вертикальный поток импульса и меридиональный поток плавучести.

Число неизвестных в системе (2) можно уменьшить если исключить давление P и выразить трехмерное соленоидальное поле скорости через тороидальный ω и полоидальный Φ потенциалы [Джозеф, 1981]: $\mathbf{v} = \operatorname{rot}(\mathbf{k}\omega) + \operatorname{rot}^2(\mathbf{k}\Phi)$, где, как и ранее, \mathbf{k} – вертикальный орт. В покомпонентной записи:

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial z} - \frac{\partial \omega}{\partial x}, \\ w &= -\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \right). \end{aligned}$$

С учетом этих соотношений система (2) сводится к системе

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \omega &= f\Phi_z + \Lambda\Phi_y, \quad \frac{D\Delta\Phi}{Dt} = -f\omega_z - \sigma, \\ \frac{D\sigma}{Dt} &= f\Lambda \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial z} \right) + N^2\Delta_2\Phi - f\Lambda \frac{\partial \omega}{\partial x}, \end{aligned} \quad (5)$$

где Δ, Δ_2 соответственно трехмерный и двумерный (по горизонтальным координатам) операторы Лапласа. Для получения второго уравнения (5) к уравнению для w в (2) следует применить оператор Лапласа и учесть соотношения $w = -\Delta_2\Phi$, $-\Delta P = f(u_y - v_x) + 2\Lambda w_x - \sigma_z$. Соотношение для давления P получается из системы (2) взятием оператора дивергенции.

Далее мы будем использовать безразмерную форму системы (5)

$$\begin{aligned} \frac{D\omega}{Dt} &= \sqrt{T} \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + z \frac{\partial}{\partial x}, \\ \frac{D}{Dt} \Delta\Phi &= -\sqrt{T} \frac{\partial \omega}{\partial z} - \sigma, \\ \frac{D\sigma}{Dt} &= \sqrt{T} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial z} + \operatorname{Ri} \Delta_2\Phi - \sqrt{T} \frac{\partial \omega}{\partial x}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь в качестве масштаба координат принят масштаб L , в качестве масштаба времени Λ^{-1} , и в качестве масштабов переменных ω, Φ, σ приняты соответственно Lu_0, L^2u_0, Lu_0 где u_0, L – произвольные постоянные размерности скорости и длины (поскольку в задаче нет характерного пространственного масштаба, их можно выбрать произвольно).

В систему (6) входят два безразмерных параметра:

$$\text{Ri} \equiv \frac{N^2}{\Lambda^2}, \quad T \equiv \frac{f^2}{\Lambda^2}.$$

Это – число Ричардсона и его аналог T . Далее мы исследуем особенности динамики возмущений для различных значений этих параметров.

Рассмотрим вначале поведение симметричных (двумерных) возмущений, не зависящих от координаты x вдоль потока. Для таких возмущений $D/Dt = \partial/\partial t$ и система (6) сводится к одному уравнению для потенциала Φ :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right] + T \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + 2\sqrt{T} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial z} + \text{Ri} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0. \quad (7)$$

Отыскивая решения (7) в форме нормальной моды, периодически зависящей от координат, $\Phi = \exp(kt) \exp i(r \cos \varphi y + r \sin \varphi z)$, r – постоянный модуль волнового вектора, для инкремента нарастания κ получим выражение

$$\kappa^2 = -(T \sin^2 \varphi + 2\sqrt{T} \sin \varphi \cos \varphi + \text{Ri} \cos^2 \varphi). \quad (8)$$

Согласно (8) κ зависит только от угла φ , образованного волновым вектором с горизонталью. Течение неустойчиво, если $\kappa^2 > 0$. Положительное значение κ при этом отвечает растущему возмущению (неустойчивости). Неравенство $\kappa^2 > 0$ можно записать в виде $T \text{tg}^2 \varphi + 2\sqrt{T} \text{tg} \varphi + \text{Ri} < 0$, откуда

$$\frac{1}{\sqrt{T}}(-1 - \sqrt{1 - \text{Ri}}) < \text{tg} \varphi < \frac{1}{\sqrt{T}}(-1 + \sqrt{1 - \text{Ri}}). \quad (9)$$

Из (9) следует, что симметричная неустойчивость имеет место, если число Ричардсона $\text{Ri} < 1$, причем на плоскости (l, m) волновой вектор неустойчивых возмущений лежит внутри сектора (угла), ограниченного прямыми $\varphi = \varphi_1$, $\varphi = \varphi_2$, (см. рис. 3), где

$$\text{tg} \varphi_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{T}}(-1 \pm \sqrt{1 - \text{Ri}}). \quad (10)$$

Здесь мы получили (в других обозначениях) классические результаты работы [Bennets and Hoskins,

1979]. Отметим, что при $\text{Ri} = 0$ (отсутствие стратификации) и характерном значении $T = 10^{-2} \ll 1$ ($f = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $U_z = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$) возмущение с максимальной скоростью роста возрастает в e раз за время $(fU_z)^{-1/2} \sim 1$ час, линии равных фаз наклонены к горизонту под углом $\sim 45^\circ$.

3. ДИНАМИКА И ВЗРЫВНОЙ РОСТ НЕСИММЕТРИЧНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Исследуем теперь поведение несимметричные (пространственные) возмущения, ориентированные под углом потоку. Для описания динамики этих возмущений используем немодальный подход. Следуя основной схеме этого подхода, переходим в системе (6) из лабораторной в движущуюся с потоком систему координат. Координаты в движущейся системе связаны с обычными координатами соотношениями

$$t_* = t, \quad x_* = x - zt, \quad y_* = y, \quad z_* = z.$$

При этом

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t_*} - z_* \frac{\partial}{\partial x_*}, \quad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x_*}, \quad \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y_*},$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z_*} - t_* \frac{\partial}{\partial x_*}.$$

В новых координатах оператор полной производной преобразуется к виду $\dots \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + z \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial t_*}$. В

этом состоит смысл замены координат (безразмерная запись).

Перейдем в (6) к новым координатам (обозначаем их нижней звездой) и будем искать гармонические по пространству решения вида:

$$(\sigma, \Phi) = (\sigma(t_*), \Phi(t_*)) \sin(kx_* + ly_* + mz_*), \quad (11)$$

$$\omega = \omega(t_*) \cos(kx_* + ly_* + mz_*),$$

где k, l, m – компоненты волнового вектора возмущения вдоль осей x_*, y_*, z_* соответственно,

$\sigma(t_*), \Phi(t_*), \omega(t_*)$ в правой части – соответствующие амплитуды, зависящие от времени (обозначаем их теми же символами).

В исходных физических переменных решение (11) примет вид немодальной волны

$$(\sigma, \Phi) = (\sigma(t), \Phi(t)) \sin(kx + ly + (m - kt)z), \quad (12)$$

$$\omega = \omega(t) \cos(kx + ly + (m - kt)z),$$

с вертикальным волновым числом $m - kt$, зависящим от времени.

Подставляя (11) в преобразованную форму (6), получим систему из трех обыкновенных дифференциальных уравнений для амплитуд:

$$\begin{aligned} \frac{d\omega}{dt} &= B(t)\Phi, \quad \frac{d}{dt}(A^2(t)\Phi) = \sigma - \sqrt{T}(m - kt)\omega, \\ \frac{d\sigma}{dt} &= \sqrt{T}k\omega - C(t)\Phi. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь временная переменная для удобства вновь обозначена через t , и определены параметры

$$\begin{aligned} B(t) &= \sqrt{T}(m - kt) + l, \quad A^2(t) = k^2 + l^2 + (m - kt)^2, \\ C(t) &= \sqrt{T}l(m - kt) + \text{Ri}(k^2 + l^2). \end{aligned}$$

Удобно ввести также параметр $D(t) = (\sqrt{T}(m - kt) + l)^2 + (\text{Ri} - 1)l^2 + \text{Ri}k^2$.

Важная особенность системы уравнений (13) для амплитуд состоит в том, что она имеет первый интеграл

$$B(t)\sigma + C(t)\omega + \sqrt{T}kA^2(t)\Phi = q = \text{const}, \quad (14)$$

отражающий закон сохранения потенциальной завихренности для возмущений. Используя этот интеграл, систему (13) можно свести к одному уравнению второго порядка для амплитуды тороидального потенциала $\omega(t)$: Определяя безразмерные волновые числа $t_1 = m/k$, $t_2 = l/k$, получим уравнение

$$\frac{d}{dt}\left(R^2(t)\frac{d\omega}{dt}\right) + \frac{D(t)}{B^2(t)}\omega = \frac{q}{B^2(t)}, \quad (15)$$

где $R^2(t) = \frac{A^2(t)}{B^2(t)} = \frac{1 + t_2^2 + (t_1 - t)^2}{\sqrt{T}(t_1 - t) + t_2^2}$, $\frac{D(t)}{B(t)} = \frac{(\sqrt{T}(t_1 - t) + t_2)^2 + (\text{Ri} - 1)t_2^2 + \text{Ri}}{\sqrt{T}(t_1 - t) + t_2^2}$. Уравнение (15)

получается умножением первого уравнения (13) на $A^2(t)/B^2(t)$, дифференцирования по времени и преобразованием правой части преобразованного уравнения с использованием закона сохранения потенциальной завихренности.

Общее решение (15) можно представить в виде $\omega(t) = \omega_w(t) + \omega_v(t)$, где $\omega_w(t)$ – общее решение однородного уравнения (волновой компонент, $q = 0$), $\omega_v(t)$ – частное решение неоднородного уравнения (вихревой компонент). В данной задаче физический смысл подобного разделения возмущений на два класса (волновые, вихревые) проясняется при рассмотрении поведения решений на больших временах. Нетрудно видеть, что при $t \rightarrow \infty$ в уравнении (15) $A^2(t)/B^2(t) \rightarrow 1/T$,

$D(t)/B^2(t) \rightarrow 1$. Уравнение (15) при этом сводится к уравнению $\frac{d^2\omega}{dt^2} + T\omega(t) = \frac{q}{k^2t}$, из которого следует, что при $t \rightarrow \infty$

$$\omega_w(t) \sim C_1 \cos(\sqrt{T}t) + C_2 \sin(\sqrt{T}t), \quad \omega_v(t) \sim \frac{q}{Tk^2t}.$$

Таким образом, на больших временах амплитуда волнового компонента осциллирует (с инерционной частотой f в размерных единицах), а вихревого – монотонно затухает как t^{-1} . Далее мы ограничимся рассмотрением волновых возмущений, считая $q = 0$.

Поскольку в однородном уравнении (15) $R^2(t) > 0$, $B^2(t) > 0$ поведение решений этого уравнения определяется знаком коэффициента

$$d(t) = D(t)/k^2 = (\sqrt{T}(t_1 - t) + t_2)^2 + (\text{Ri} - 1)t_2^2 + \text{Ri}.$$

Очевидно, при $\text{Ri} > 1$ коэффициент $d(t) > 0$, и все решения (15) осциллируют. Пусть теперь $\text{Ri} < 1$, и выполнено неравенство $(\text{Ri} - 1)t_2^2 + \text{Ri} < 0$ или

$$t_2^2 = \frac{l^2}{k^2} > \frac{\text{Ri}}{1 - \text{Ri}}.$$

В этом случае коэффициент $d(t)$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} d(t) &= T(\mu_1 - t)(\mu_2 - t), \\ \mu_{1,2} &= t_1 + \frac{t_2 \mp \sqrt{(1 - \text{Ri})t_2^2 - \text{Ri}}}{\sqrt{T}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Для уравнения (15) точки μ_1, μ_2 являются точками поворота или возврата, т.е. точками, при переходе через которые меняется тип решения (осциллирующее или экспоненциальное). В случае $\mu_2 > \mu_1 > 0$ на промежутке интегрирования $0 < t < \infty$ имеются две точки поворота, соответственно на промежутках $(0, \mu_1)$, $(\mu_2, +\infty)$ решение осциллирует, а на промежутке (μ_1, μ_2) экспоненциально растет. В случае $\mu_1 < 0 < \mu_2$ имеется одна точка поворота μ_2 , при переходе через которую экспоненциальный рост сменяется осциллирующим поведением. Отметим, что при $t_2^2 \gg \text{Ri}/(\text{Ri} - 1)$ (это неравенство заведомо выполняется, если $k \rightarrow 0$) справедливы асимптотические выражения

$$\mu_{1,2} \sim \nu_{1,2} = t_1 + \frac{t_2}{\sqrt{T}}(1 \mp \sqrt{1 - \text{Ri}}).$$

Имеет место также точное представление $d(t) = T(\nu_1 - t)(\nu_2 - t) + \text{Ri}$. При $\text{Ri} = 0$ (отсутствии плотностной стратификации) для точек поворота имеем $\mu_1 = t_1$, $\mu_2 = t_1 + 2t_2/\sqrt{T}$.

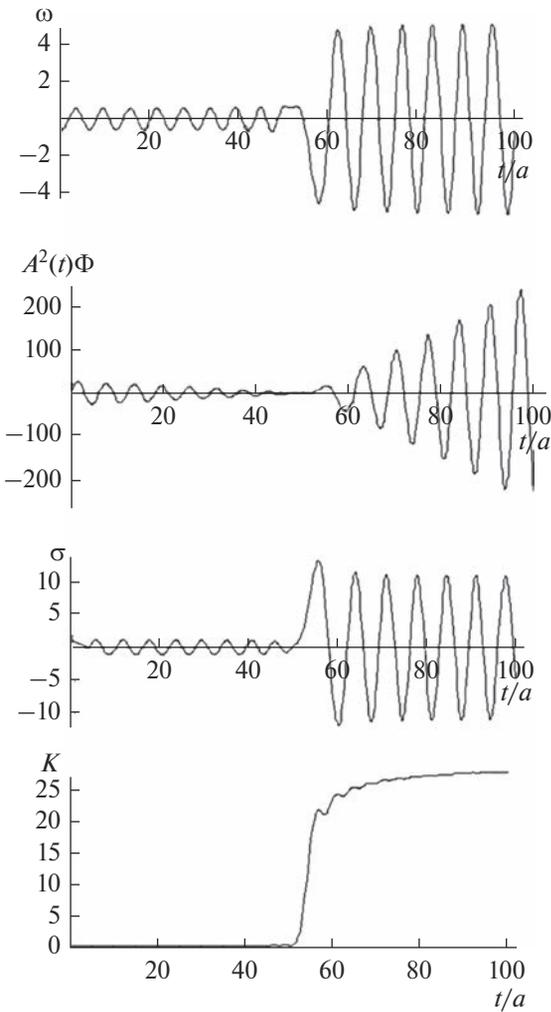


Рис. 1. Зависимость от времени амплитуд ω , $A^2(t)\Phi$, σ и кинетической энергии K (сверху вниз) при $Ri = 0$, $T = 1$. Точки поворота $\mu_1 = 50$, $\mu_2 = 53.6$. Для наглядности рисунка по горизонтальной оси отложено нормированное время $t/10$.

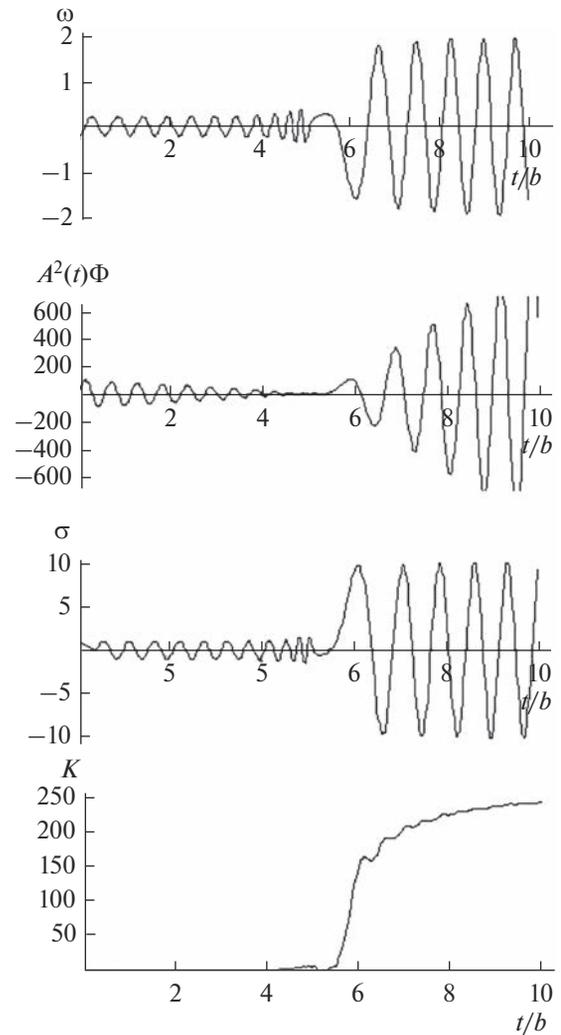


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но при $Ri = 0.75$, $T = 0.1$. Точки поворота $\mu_1 = 166$, $\mu_2 = 181.8$. По горизонтальной оси отложено нормированное время $t/31.6$.

При наличии точек поворота, асимптотические решения однородного уравнения (15) можно представить в терминах функций Эйри $Ai(z)$, $Bi(z)$ [Найфэ, 1976]. Эти функции описывают переход от осциллирующего поведения к экспоненциальному и обратно. В настоящее время прибегать к этим функциям нет особой необходимости, решение дифференциального уравнения с точками поворота легко строится численно в системе Математика. На рис. 1, 2 приведены зависимости амплитуд от времени и соответствующие графики временного хода осредненной кинетической энергии K в ситуации с двумя точками поворота при $Ri = 0$ и $Ri = 3/4$. Отчетливо видно, как участки практически постоянного значения энергии на стадии осцилляций перемежаются

участком взрывного экспоненциального роста конечно продолжительности. Отметим, что при переходе через точки поворота скачки переменных могут достигать нескольких порядков; поэтому в расчетах использовались специально подобранные значения параметров. По горизонтальной оси для наглядности рисунков отложено сжатое нормированное время $t/a, t/b$.

Эффект временного экспоненциального роста возмущений, связанный с наличием точек поворота, имеет простую кинематическую интерпретацию. Как отмечено ранее, вертикальное волновое число несимметричного возмущения зависит от времени: $m(t) = m - kt$. Отсюда следует, что проекция трехмерного волнового вектора $\mathbf{k} = (k, l, m - kt)$ на плоскость волновых чисел (l, m) вращается в этой плоскости, образуя в момент времени t с горизон-

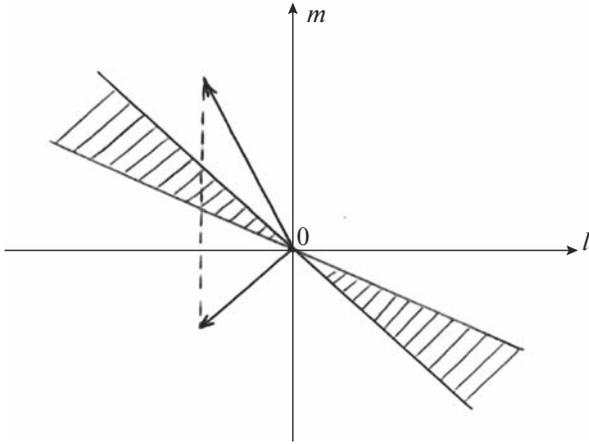


Рис. 3. Прохождение волнового вектора через сектор симметричной неустойчивости (заштрихован) на плоскости волновых чисел.

тальной осью l угол $\varphi(t)$, где $\text{tg}\varphi(t) = (m - kt) / l$. Предположим, что в начальный момент времени эта проекция находится вне сектора симметричной неустойчивости, как это показано на рис. 3. Тогда при вращении в некоторый момент времени она попадет в этот сектор, а в некоторый момент выйдет из него. Можно показать, что для длинных волн эти моменты отвечают прохождению проекции волнового вектора через границы сектора симметричной неустойчивости. Находясь внутри этого сектора, возмущение экспоненциально растет, вне него – осциллирует. Случай одной точки поворота, очевидно, отвечает ситуации, когда в начальный момент времени проекция уже находится внутри сектора, и затем, с течением времени, выходит из него.

Эффект временного экспоненциального роста возмущений представляет собой новый тип гидродинамической неустойчивости. С этим типом могут быть связаны порывистые усиления возмущений в сдвиговых течениях, внезапные вспышки турбулентности в зональных тропосферных потоках.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем основные результаты. Исследована линейная динамика возмущений в геострофическом потоке стратифицированной жидкости с постоянным вертикальным сдвигом. В отличие от предыдущих работ на эту тему, в рассмотрении включены пространственные (несимметричные) возмущения, ориентированные под углом к потоку. Проведено разделение несимметричных возмущений на два класса (волновые, вихревые) по значению потенциальной завихренности. Показано, что при числах Ричардсона

меньших единицы, участки осциллирующего поведения несимметричных волновых возмущений могут перемежаться участком взрывного экспоненциального роста конечной продолжительности. Дана кинематическая интерпретация этого эффекта, связанная с прохождением вращающегося волнового вектора возмущения через сектор симметричной неустойчивости.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-17-00273 “Вихревая и волновая динамика изменяющейся земной атмосферы”).

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. СОХРАНЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЗАВИХРЕННОСТИ ДЛЯ ЛИНЕАРИЗОВАННОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

Из полной нелинейной системы уравнений Буссинеска следует закон сохранения потенциальной завихренности [Педлоски, 1987]: $\partial q / \partial t + \mathbf{u} \nabla q = 0$, где

$$q = (\text{rot} \mathbf{u} + f \mathbf{k}, \nabla \sigma) \tag{A.1}$$

(круглыми скобками обозначено скалярное произведение). Потенциальная завихренность горизонтального течения с вертикальным сдвигом $\mathbf{U} = U(z) \mathbf{i} = \Lambda z \mathbf{i}$ и распределением плавучести $\bar{\sigma} = \Sigma(y, z) = N^2 z - f \Lambda y$

$$\bar{q} = (\text{rot} \mathbf{U} + f \mathbf{k}, \nabla \bar{\sigma}) = f(N^2 - \Lambda^2) = \text{const}. \tag{A.2}$$

Отсюда следует, что если $q = \bar{q} + q'$, то, в рамках линеаризованной системы уравнений, возмущение q' удовлетворяет закону сохранения $Dq' / dt = 0$ или $q'_t + \Lambda z q'_x = 0$. Полагая $\mathbf{u} = \mathbf{U} + \mathbf{u}'$, $\sigma = \bar{\sigma} + \sigma'$, для q' из (A.1) получим выражение

$$q' = (\text{rot} \mathbf{U} + f \mathbf{k}, \nabla q') + (\text{rot} \mathbf{u}', \nabla \bar{\sigma}), \tag{A.3}$$

или, в подробной записи (штрихи у переменных опускаем)

$$q = N^2(v_x - u_y) - f \Lambda(u_z - w_x) + \Lambda \sigma_y + f \sigma_z. \tag{A.4}$$

Этот закон есть закон сохранения (3). Отметим, что этот закон можно получить и непосредственно из линеаризованной системы(2), однако такой вывод представляет собой довольно утомительную процедуру. Представляет интерес получить закон сохранения непосредственно из первых принципов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Джозеф Д. Устойчивость движений жидкости. М.: Мир, 1981. 638 с.
Найфэ А. Методы возмущений. М.: Мир. 1976. 456 с.

- Калашник М.В., Свиркунов П.Н. О состояниях цикло-строфического и геострофического баланса // Докл. РАН. 1995. Т. 344. № 2. С. 233–236.
- Калашник М.В., Свиркунов П.Н. О симметричной устойчивости состояний циклострофического и геострофического баланса в стратифицированной среде // Докл. РАН. 1996. Т. 348. № 6. С. 811–813.
- Калашник М.В., Курганский М.В., Чхетиани О.Г. Бароклинная неустойчивость в геофизической гидродинамике // Успехи физических наук. 2022. Т. 192. № 10. С. 1110–1144.
- Калашник М.В. Неустойчивость сдвигового течения на конечном временном промежутке // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2023. Т. 59. № 2. С. 144–149.
- Курганский М.В. Симметричная неустойчивость вертикальных бароклинных вихрей с теплым ядром // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2023. Т. 59. № 3. С. 251–264.
- Шакина Н.П. Гидродинамическая неустойчивость в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 309с.
- Bennets P.A., Hoskins B.J. Conditional symmetric instability – a possible explanation for frontal rainbands // Quart. J. Roy. Met. Soc. 1979. V. 105. P. 945–962.
- Chagelishvili G.D., Rogava A.D., Segal I., Hydrodynamic Stability of Compressible Plane Couette Flow // Physical Review E. 1994. V. 50. P. 4283–4289.
- Chagelishvili G.D., Tevzadze A.G., Bodo G., Moiseev S.S. Linear mechanism of wave emergence from vortices in smooth shear flows // Phys. Rev. Letters. 1997. V. 79. № 17. P. 3178–3181.
- Kalashnik M.V., Mamatsashvili G.R., Chagelishvili G.D., Lominadze J.G. Linear dynamics of non-symmetric perturbations in geostrophic flows with a constant horizontal shear // Quart. J. Roy. Met. Soc. 2006. V. 132. № 615. P. 505–518.
- Pedlosky J. Geophysical Fluid Dynamics. Berlin-New York.: Springer-Verlag, 1987. 710 p.

Explosive Growth of Asymmetric Disturbances in a Flow with Vertical Shear

M. V. Kalashnik^{1, 2, 3, *}

¹Obukhov Institute of Atmospheric Physics, RAS, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 109017 Russia

²Schmidt Institute of Physics of the Earth, RAS, Bolshaya Gruzinskaya, 10, Moscow, 123242 Russia

³Research and Production Association Typhoon, ul. Pobedy, 4, Obninsk, Kaluga obl., 249038 Russia

*e-mail: kalashnik-obn@mail.ru

The classical problem of geophysical hydrodynamics is the problem of the instability of a zonal geostrophic flow with a vertical velocity shear. At present, the instability with respect to symmetric perturbations that do not depend on the coordinate along the flow has been most thoroughly studied. For a symmetric instability to arise, the two-dimensional perturbation wave vector must lie inside a certain sector in the vertical plane of the wave numbers. In this paper, we study the instability with respect to asymmetric perturbations oriented at an angle to the flow. Fundamentally new features of the temporal dynamics of the amplitudes of such perturbations are found. The main feature is associated with the existence of a stage of exponential explosive growth of finite duration. A kinematic interpretation of this stage is given, which is related to the passage of the vertical projection of the perturbation wave vector through the sector of symmetric instability.

Keywords: baroclinic instability, vertical velocity shear, wave vector, turning points

УДК 532.593.4

ВКЛАДЫ НЕЛИНЕЙНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ В РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТЕЙ АНОМАЛЬНО ВЫСОКИХ ВОЛН ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ЭЙЛЕРА

© 2023 г. А. В. Слюняев^{a, b, c, *}

^aИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, БОКС-120, 603950 Россия

^bТихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН,
ул. Балтийская, 43, Владивосток, 690041 Россия

^cНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,
ул. Большая Печерская, 25/12, Нижний Новгород, 603155 Россия

*e-mail: slunyaev@ipfran.ru

Поступила в редакцию 06.03.2023 г.

После доработки 13.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

По результатам прямого численного моделирования нерегулярных нелинейных волн на поверхности глубокой воды в рамках трехмерных потенциальных уравнений гидродинамики определены вклады различных волновых компонент (второй, третьей и разностной гармоник) в формирование распределений вероятностей высот экстремальных волн, а также амплитуд гребней и ложбин. Проанализированы результаты моделирования с учетом 4- и 5-волновых нелинейных взаимодействий. Разные нелинейные гармоники участвуют в формировании распределений вероятностей сложным образом, существенно не поддающимся принципам линейного сложения и упорядочивания вклада по малому параметру нелинейности.

Ключевые слова: поверхностные морские волны, прямое численное моделирование, распределение вероятностей высот волн, амплитуд гребней и ложбин, пространственно-временной спектр волн

DOI: 10.31857/S000235152306010X, **EDN:** ORXADF

1. ВВЕДЕНИЕ

Задачи описания и прогноза динамики ветровых морских волн нацелены на обеспечение безопасности судоходства и использования прибрежных акваторий, а также являются составной частью проблемы моделирования погоды и климата. В частности, нормативы строительства судов и морских плавучих и стационарных сооружений основаны на представлениях о вероятностных распределениях волновых нагрузок. Из-за относительно небольшого числа надежных данных прямых измерений (см., например, обзор в [Слюняев и др., 2023]) для построения вероятностной картины ветровых волн, особенно редких экстремальных волн, полученные экспериментальные зависимости экстраполируются, либо предполагаются применимыми существующие вероятностные модели.

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.).

Связанной с этой проблемой задачей является оценка эффектов, не учитываемых в моделях баланса спектральной энергии волн, используемых практически во всех существующих системах прогноза ветрового волнения. Появившаяся возможность моделировать реалистичную динамику нерегулярных морских волн и накапливать статистические данные посредством прямого численного моделирования динамических уравнений подчеркивалась в работах [Такака, 2001a, 2001b]. Она стала результатом не только совершенствования компьютерной техники, но и возникновения новых методов решения «почти полных» уравнений потенциальной гидродинамики. Несомненным преимуществом использования численных экспериментов является контролируемость условий, обеспечение статистической однородности получаемых данных. Поскольку традиционное описание нелинейных морских волн основано на отдельной трактовке резонансных и нерезонансных волновых взаимодействий и рассмотрении разных порядков нелинейных взаимодействий волн, то наиболее удобны для интерпретации

подходы к прямому численному моделированию, позволяющие использовать эту же терминологию.

Псевдоспектральный алгоритм высокого порядка (High Order Spectral Method, HOSM) был сформулирован сразу в двух публикациях [Domermuth and Yue, 1987; West et al., 1987]. Последующее сравнение этих двух версий подхода показало преимущество второй [West et al., 1987]: она соответствует разложению исходного гамильтониана системы, согласованному по асимптотическому порядку в предположении слабой нелинейности [Tanaka, 2001a]. В настоящей работе использован именно второй подход, предложенный в [West et al., 1987]. В [Tanaka, 2001a; Onorato et al., 2007] обсуждалось, что метод HOSM совпадает по формулировке с динамическими спектральными уравнениями Захарова [Захаров, 1968] (когда оба подхода записаны с учетом не выше чем 4-волновых взаимодействий), но существенно быстрее их для моделирования на компьютере. Несмотря на существующую критику HOSM, связанную с невозможностью одинаково хорошо описывать волны очень широкого спектра (поскольку описание волн разных масштабов вблизи поверхности с помощью разложения в ряд Тейлора имеет разную точность, см. [Chalikov, 2016]), метод HOSM сейчас очень популярен. Отметим здесь только открытый для использования код HOSM, разработанный и постоянно улучшаемый группой из г. Нант (Франция) [Ducrozet et al., 2016]. В литературе можно найти многочисленные сравнения результатов численного моделирования методом HOSM с лабораторными измерениями, которые демонстрируют очень хорошее соответствие. Эффекты обрушения волн не могут описываться в рамках модели HOSM напрямую и должны учитываться посредством параметризации. Затухание волн и воздействие ветра могут описываться с помощью введения в уравнения неконсервативных слагаемых.

Сравнение результатов расчета эволюции нелинейных нерегулярных волн в [Annenkov and Shrira, 2018] выявило заметное расхождение между решением усредненных по фазам уравнений Хассельмана, динамических уравнений Захарова и расчетом исходных уравнений Эйлера методом HOSM (во всех случаях решение ограничивалось учетом не выше чем 4-волновых взаимодействий). В частности, расхождение проявилось в эволюции четвертого статистического момента для смещения поверхности, эксцесса. Это важное отличие, поскольку эксцесс контролирует долю больших отклонений поверхности от состояния равновесия и, тем самым, определяет степень экстремальности волнения. В недавней работе [Annenkov and Shrira, 2022] отмечается также значительное расхождение форм частотных спектров, получаемых по результатам расчета усред-

ненных по фазам кинетических уравнений и в рамках динамических уравнений Захарова.

Краткий обзор работ по прямому численному моделированию морских волн и результатов, относящихся к описанию вероятностных свойств аномально высоких волн, можно найти в [Слюняев и др., 2023], см. также книгу [Chalikov, 2016]. Прямое численное моделирование эволюции систем нерегулярных волн на двумерной поверхности глубокой жидкости в рамках модели HOSM с заданными начальными спектрами JONSWAP выполнялось нами ранее в работах [Sergeeva and Slunyaev, 2013; Slunyaev et al., 2016; Слюняев и Кокорина, 2020] и др. Было показано, что существует два класса волновых условий. В первом, соответствующем “классической” ситуации, предполагаемой в кинетической теории, вкладом когерентных состояний волн можно пренебречь. Такие условия реализуются при широком угловом спектре и сравнительно небольшой средней нелинейности волн. Во второй ситуации значительной нелинейности и относительно малой ширины углового спектра возможно образование долгоживущих когерентных волновых групп, изменяющих вероятностные распределения волн [Slunyaev and Kokorina, 2017; Slunyaev, 2020; Slunyaev, 2021]. В частности, значения динамического эксцесса для смещения взволнованной поверхности становятся сравнимыми со значениями эксцесса для связанных волн. Если для результатов расчета спектральных уравнений энергетического баланса вторые могут учитываться в рамках статистических моделей второго порядка, то динамический эксцесс при таком подходе не описывается совсем. Прямое численное моделирование является на сегодня единственным способом получить достоверную информацию о вероятностных свойствах волн в “неклассических” ситуациях (значительная средняя нелинейность волн и относительно узкий угловой спектр), которые связываются с условиями, благоприятными для появления неожиданно высоких волн, т.н. “волн-убийц” [Kharif et al., 2009; Слюняев и др., 2023].

В настоящем исследовании на основе прямого численного моделирования исходных уравнений гидродинамики для потенциальных потоков исследован вклад в вероятностные распределения компонент волн, соответствующих разным нелинейным гармоникам, с фокусом на нелинейные эффекты сверх квадратичных (третья гармоника и длинноволновая компонента), которые не учитываются классическими статистическими теориями, используемыми в инженерии. Численная схема и постановка вычислительных экспериментов совпадают с использованными в нашей работе [Слюняев и Кокорина, 2020]; они кратко описаны в разделе 2. Собственный метод выделения компонент волн (нелинейных гармоник), предложенный в работе [Slunyaev, 2020], форму-

лируется в разделе 3. Способ построения статистического ансамбля и референсные распределения вероятностей вводятся в разделе 4. Распределения вероятностей, наблюдающиеся в численных экспериментах, приводятся в разделе 5. В разделе 6 обсуждаются вклады разных волновых компонент в вероятности высоких волн, являющиеся основной целью исследования. Выводы формулируются в заключительном разделе 7.

2. ПОСТАНОВКА ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Система уравнений гидродинамики, решаемых методом HOSM, состоит из двух граничных условий (1) и (2) на свободной поверхности $z = \eta(x, y, t)$, уравнения Лапласа (3) в толще воды $-h \leq z \leq \eta(x, y, t)$ и условия непротекания на плоском дне $z = -h$ (4):

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} + \left(1 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial y}\right)^2\right) \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (1)$$

$z = \eta,$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -g\eta - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial y}\right)^2\right], \quad (2)$$

$z = \eta,$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0, \quad z \leq \eta, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \quad z = -h. \quad (4)$$

Здесь $\Phi(x, y, z, t)$ есть потенциал скорости движения жидкости, а его значения на поверхности описываются функцией $\Phi(x, y, t) = \Phi(x, y, z = \eta, t)$; g – ускорение свободного падения. Эффектами диссипации и ветровой накачки на временах расчета пренебрегалось.

Система уравнений (1)–(4) для полей на поверхности $\eta(x, y, t)$ и $\Phi(x, y, t)$ незамкнута из-за слагаемых вертикальной скорости $\partial \Phi / \partial z$, для вычисления которых требуется определение потенциала скорости в толще на каждом шаге итераций по времени. В методе HOSM используется разложение потенциала скорости в ряд Тейлора вблизи невозмущенной поверхности воды $z = 0$, что позволяет свести переменную область, занятую жидкостью, $-h \leq z \leq \eta$, к неизменной, $-h \leq z \leq 0$. В настоящей работе рассчитывались уравнения в предположении глубокой воды, $h \gg 1$. Потенциал скорости ищется в виде ряда из слагаемых разных порядков малости $\Phi = \Phi^{(1)} + \Phi^{(2)} + \dots + \Phi^{(M)}$. Вертикальная структура функций $\Phi^{(m)}(x, y, z, t)$ задается решением уравнения Лапласа и не изменяется на

каждом шаге интегрирования, что делает код быстрым. Аналогично раскладывается в ряд и функция вертикальной скорости на поверхности, $\partial \Phi / \partial z|_{z=\eta} = W^{(1)} + W^{(2)} + \dots + W^{(M)}$. Компоненты потенциала $\Phi^{(m)}$ по заданному потенциалу на поверхности Φ и затем компоненты вертикальной скорости $W^{(m)}$ на поверхности определяются итерационным способом, см. подробности в [West et al., 1987; Слюняев и Кокорина, 2020].

Существенно, что HOSM не является полностью нелинейным подходом; он позволяет учитывать до $M + 1$ нелинейных волновых взаимодействий, где M – параметр нелинейности численной схемы. Для расчета волн на глубокой воде чаще всего ограничиваются порядком $M = 3$, что позволяет учитывать доминирующие четырехволновые нелинейные процессы, включая модуляционную неустойчивость. В настоящей работе использовались значения $M = 3$, а также более высокий порядок нелинейности $M = 4$. Кубические ($M = 3$) и четвертичные ($M = 4$) нелинейности можно отнести к эффектам высокого порядка для существующей практики учета нелинейных эффектов в океанографии, которыми пренебрегают. Для расчета тестовых примеров также было выполнено моделирование для $M = 1$ (линейное приближение).

Начальные условия $\eta(x, y, t = 0)$ и $\Phi(x, y, t = 0)$ задавались периодичными вдоль горизонтальных осей координат Ox и Oy в виде линейной суперпозиции гармонических функций, согласно решению линеаризованных уравнений гидродинамики с дисперсионным соотношением для глубокой воды

$$\omega(k) = \sqrt{gk}, \quad k \equiv \sqrt{k_x^2 + k_y^2}. \quad (5)$$

Отметим, что для каждой гармоники Фурье (k_x, k_y) задавалась не только случайная фаза, равномерно распределенная в интервале $[0, 2\pi)$, но и случайная абсолютная величина согласно нормальному распределению с амплитудой, соответствующей выбранному спектру частот $S(\omega)$ и углов $D(\chi)$. (Здесь и далее под спектрами будут подразумеваться спектры Фурье.) Начальные реализации волн могли несколько отличаться друг от друга формой спектра Фурье и энергией.

Для моделирования был использован модельный энергетический спектр JONSWAP

$$S(\omega) = \alpha \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^{-5} \exp\left[-\frac{5}{4} \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^{-4}\right] \gamma \exp\left[\frac{1}{28^2} \left(\frac{\omega - \omega_p}{\omega_p}\right)^2\right], \quad (6)$$

$$\delta(\omega) = \begin{cases} 0.07, & \omega < \omega_p \\ 0.09 & \omega > \omega_p \end{cases},$$

который является результатом параметризации данных интенсивных измерений в Северном море.

Таблица 1. Основные параметры численных экспериментов

Индивидуальный номер эксперимента	Ширина углового спектра, θ , град	Пиковатость γ	Значительная высота 4σ , м	Параметр нелинейности схемы, M
61	5	6	5	3
53	12	6	6	3
71	12	6	6	4
64	12	3	7	1
55	12	3	6	3
47	12	3	3.5	3
22	62	6	7	3
60	62	6	7	4
62	62	3	7	1
44	62	3	7	3
45	62	3	3.5	3

Он содержит 3 ключевых параметра: $T_p = 10$ с – пиковая частота волнения, связанная с циклической частотой $\omega_p = 2\pi/T_p$; H_s – значительная высота волн (определяющая в совокупности с другими параметрами величину α в (6)) и пиковатость γ (степень узости спектра вблизи пика). Согласно дисперсионному соотношению (5) волновое число, соответствующее пику спектра, равно $k_p = \omega_p^2/g \approx 0.040$ рад/м. Угловое распределение $D(\chi)$ энергетического спектра задавалось в соответствии с функцией \cos^2 по формуле

$$D(\chi) = \begin{cases} \frac{2}{\theta} \cos^2\left(\frac{\pi\chi}{\theta}\right), & |\chi| \leq \frac{\theta}{2} \\ 0, & |\chi| > \frac{\theta}{2} \end{cases} \quad (7)$$

Согласно подходу, предложенному в [Domermuth, 2000], численное моделирование эволюции волн начиналось с медленного “включения” нелинейных частей уравнений (в течение 20 периодов волн, что соответствует 200 с физического времени), что позволяло изначально синусоидальным волнам адиабатически перестроиться в нелинейные несинусоидальные волны.

Начальные условия для набора параметров спектра задавались на площадке 50 на 50 длин волн (что в размерных величинах соответствует примерно 8 на 8 км) на равномерной сетке из $2^{10} \times 2^{10}$ точек в физическом пространстве и вдвое большем числе точек по каждому направлению в Фурье пространстве (для процедуры де-алейзинга, de-aliasing). Основные параметры экспериментов, использованных в настоящей работе, приведены в табл. 1. Для интегрирования уравнений по времени линейная часть уравнений (1) и (2) считалась с использованием точного аналитического решения, нелинейная часть решалась методом Рунге-Рутты 4-го порядка с фиксированным

шагом. Максимальная высота волн подбиралась таким образом, чтобы события обрушений, ведущих к неустойчивости численной схемы, были редки. Для купирования обрушений использовался спектральный фильтр, аналогичный использованному в [Xiao et al., 2013]. Более подробно о выборе условий численных экспериментов можно найти в [Slunyaev and Kokogina, 2020] и [Слюняев и Кокорина, 2020].

Для каждого набора параметров было выполнено по 7 расчетов для начальных условий с разными соотношениями фаз и амплитуд Фурье гармоник. Полное время расчета составляло 1400 с (140 периодов волн), включая 200 с предварительной стадии включения нелинейности и 1200 с расчетов с полной нелинейностью, используемых для исследования. Данные сохранялись каждые 0.5 с физического времени.

3. РАЗДЕЛЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ НА КОМПОНЕНТЫ

Хорошо известно представление монохроматической волны на глубокой воде в виде решения Стокса: суммы первой и кратных нелинейных гармоник:

$$\frac{1}{k_0} \eta(x, t) = \varepsilon \left(1 + \frac{1}{8} \varepsilon^2 + \dots \right) \cos \Theta + \frac{1}{2} \varepsilon^2 \cos 2\Theta + \frac{3}{8} \varepsilon^3 \cos 3\Theta + O(\varepsilon^4). \quad (8)$$

Здесь фаза $\Theta = k_0 x - \omega t$, k_0 – волновое число, ω – циклическая частота с учетом нелинейной поправки, ε – мера крутизны волны (малый параметр нелинейности). Амплитуды каждой из гармоник этого решения хорошо разнесены в спектре (хоть временном, хоть пространственном), что позволяет использовать фильтрацию в пространстве Фурье для определения амплитуд каждой из гар-

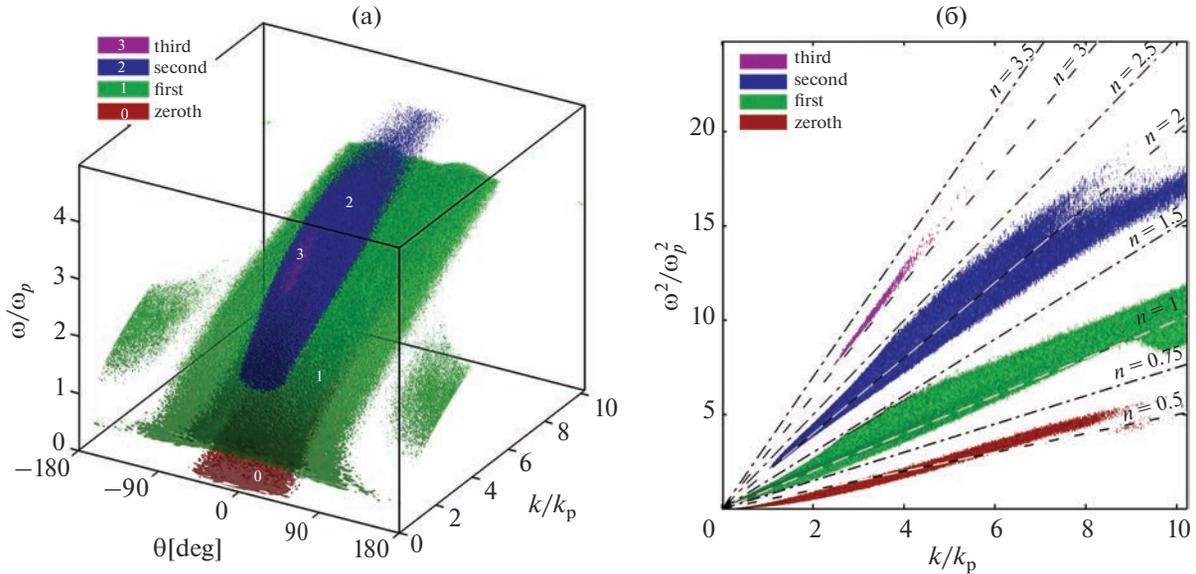


Рис. 1. Иллюстрация метода разделения волновых полей на компоненты для случая $\theta = 62^\circ$ и $H_s \approx 7$ м (эксперимент № 44). Закрашены поверхности амплитуд Фурье до уровня 10^{-3} от максимального значения; цветом различаются разные гармоники. Линиями на панели (б) построены условия (10) для разных n .

моник по данной записи $\eta(x_0, t)$ в какой-то точке x_0 или по моментальной поверхности $\eta(x, t_0)$ в фиксированный момент t_0 .

В случае волн с широким частотным спектром, таким как JONSWAP, спектральные области разных гармоник перекрываются во временном спектре $S(\omega)$ или пространственном спектре $S(k)$, но остаются довольно хорошо разнесенными в пространственно-временном спектре $S(k, \omega)$. Этот факт проиллюстрирован на рис. 1 на примере относительно широкого углового спектра $\theta = 62^\circ$ и большой средней крутизны волн $H_s \approx 7$ м (см. также в [Slunyaev, 2020]). На рис. 1а построены контуры областей амплитуд Фурье, не превышающих по абсолютной величине 1×10^{-3} от максимальной величины амплитуд гармоник Фурье, в нормированных осях модуля волнового вектора k , угла $\theta = \arctan k_y/k_x$ по отношению к направлению движения волн и частоты. Амплитуды Фурье посчитаны как $A(k, \theta, \omega, t) = |\hat{\eta}|$ после тройного преобразования поля смещения поверхности $\eta(x, y, t)$

$$\hat{\eta}(k_x, k_y, \omega, t) = F_x F_y F_\tau (M(\tau - t) \eta(x, y, \tau)), \quad (9)$$

где $F_r(\cdot)$ означает преобразование Фурье по переменной r . На рис. 1б эти же поверхности показаны “сбоку”, вдоль оси $\theta\omega$; по вертикальной оси теперь отложен квадрат частоты, что “линеаризует” связь между k и ω^2 согласно соотношению (5). Для снижения негативного эффекта неперIODичности по времени использованных в (9) полей смещений для временных интервалов $T_w = 256$ с применена сглаживающая маска Ханна $M(t) = 0.5(1 + \cos(2\pi t/T_w))$.

Соотношение для волновых векторов и частот кратных гармоник следует из дисперсионного соотношения для волн на глубокой воде (5):

$$\omega_n = n\Omega\left(\frac{\bar{k}}{n}\right), \quad \Omega(\bar{k}) \equiv \sqrt{g|\bar{k}|} \quad (10)$$

для целых $n \geq 1$. Как видно из рис. 1б, энергосодержащие области в пространстве Фурье сосредоточены вблизи локаций, построенных пунктирными линиями, соответствующих первой ($n = 1$) и кратным гармоникам ($n = 2, 3$). Разностная гармоника должна распространяться примерно с групповой скоростью порождающих ее волн, которая на глубокой воде равна половине фазовой скорости. Как следует из рис. 1б, длинноволновая нелинейная компонента хорошо соответствует выбору $n = 0.5$ в условии (10). В используемом нами спектральном фильтре $W_n(k_x, k_y, \omega)$ для выделения разных гармоник границы областей задаются условиями (10): $0 \leq \omega < \omega_{0.75}$ для разностной (нулевой гармоники); $\omega_{0.75} \leq \omega < \omega_{1.5}$ для первой гармоники; $\omega_{1.5} \leq \omega < \omega_{2.5}$ для второй гармоники и $\omega_{2.5} \leq \omega < \omega_{3.5}$ для третьей гармоники (показаны на рис. 1б штрихпунктирными линиями). Выделенные с помощью такого фильтра области пространственно-временного спектра окрашены на рис. 1 разными цветами. По иллюстрациям можно сделать вывод о хорошем качестве такого разделения гармоник.

При использовании оценки для крутизны $\epsilon = 0.1$ (в частности, для эксперимента на рис. 1 характерную крутизну можно оценить как $k_p H_s / 2 \approx 0.14$) выбор амплитуд показываемых на рис. 1 гармо-

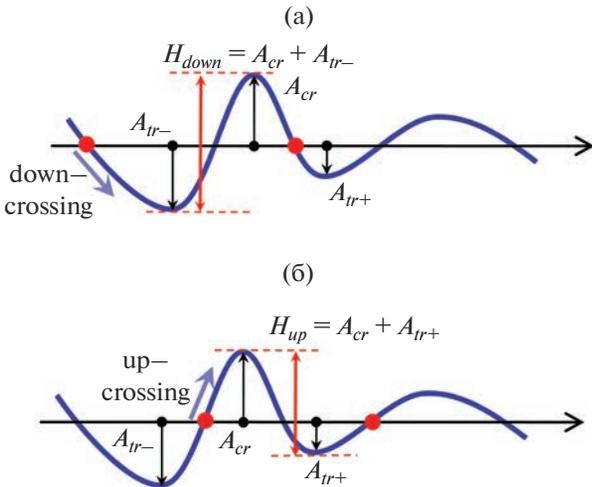


Рис. 2. Выделение индивидуальных волн методом пересечения вниз (down-crossing) (а) и пересечения вверх (up-crossing) (б). Индивидуальная волна заключена между красными точками на осях.

ник (до ϵ^{-3}) должен соответствовать отображению до 3-го порядка нелинейных гармоник включительно. Это заключение согласуется с данными на рисунке. Разностная компонента для волн на конечной глубине, соответствующая длинноволновой компоненте смещения поверхности, возникает во втором порядке по нелинейности $O(\epsilon^2)$. Для условий глубокой воды связанный с ней эффект создается модуляцией волн и становится на порядок меньше, $O(\epsilon^3)$ (см., например, [Слюняев, 2005]). Соответствующее наведенное течение проявляется в важных физических явлениях: таких как поправка к нелинейному сдвигу частоты, перекося формы групп волн, а также участвует в формировании вероятностных свойств поверхности, определяя вертикальное смещение волновых групп как целое. На рис. 1а также видны встречные волны (для углов $\theta = \pm 180^\circ$), возникающие в процессе нелинейной эволюции волновой системы. В настоящей работе они интерпретируются как волны, также принадлежащие первой гармонике; они имеют очень малые амплитуды.

Полученная после тройного преобразования (9) спектральная функция $\hat{\eta}(k_x, k_y, \omega, t)$ комплексная, и после выделения нужной n -ой компоненты волн с помощью соответствующего спектрального фильтра $W_n(k_x, k_y, \omega)$ само поле смещения может быть восстановлено с помощью обратного тройного преобразования Фурье:

$$\eta_n(x, y, t) = F_x^{-1} F_y^{-1} F_t^{-1} (W_n \hat{\eta}(k_x, k_y, \omega, t)), \quad (11)$$

что позволяет рассмотреть по отдельности вклад разных гармоник волн широкого спектра в веро-

ятностные распределения. Отметим, что для получения двумерного поля смещения n -ой гармоники $\eta_n(x, y)$ в один момент времени t требуется информация об исходном поле $\eta(x, y, t)$ на значительном интервале времен $[t - T_w/2, t + T_w/2]$. В настоящей работе использовались интервалы T_w длительностью около 25 периодов волн с разрешением 0.5 с; согласно тестовым примерам они обеспечивают и достаточно хорошее описание временных последовательностей в реальном пространстве, и достаточно большой интервал частот в Фурье пространстве, так что паразитный эффект переналожения образов Фурье несущественен.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ВЫСОТ ВОЛН ПО ИЗМЕРЕНИЯМ В ОДНОЙ ТОЧКЕ

Различают два способа выделения индивидуальных волн по временному ряду смещений поверхности в одной точке пространства – функции времени $\eta(t)$ [Holthuijsen, 2007]. В первом случае индивидуальная волна определяется на интервале, левый край которого задается точкой пересечения последовательностью нулевого (невозмущенного) уровня поверхности вниз по ходу оси измерений до следующей подобной точки (*zero down-crossing*, см. рис. 2а). Во втором – начало и конец одной волны определяются по пересечению линии невозмущенной поверхности вверх (*zero up-crossing*, рис. 2б). В качестве основных характеристик интенсивности индивидуальных волн используют амплитуды, определенные по гребням и ложбинам волн (A_{cr} и A_{ir} соответственно), а также высоты волн H , которые для разных способов определения индивидуальных волн различаются: $H_{down} = A_{cr} + A_{ir-}$ и $H_{up} = A_{cr} + A_{ir+}$.

Традиционным для описания волн на морской поверхности первым приближением является их представление в виде линейной суперпозиции независимых случайных синусоидальных волн. Тогда в силу центральной предельной теоремы смещение поверхности в точке измерения $\eta(t)$ подчиняется гауссовой статистике, а в предположении достаточно узкого спектра (медленные модуляции, $H_{down} \approx H_{up}$) вероятность измерения волны с высотой не менее чем H описывается распределением Рэлея [Massel, 1996; Holthuijsen, 2007]:

$$P(H) = \exp\left(-\frac{H^2}{8\sigma^2}\right), \quad (12)$$

где σ^2 – дисперсия смещений поверхности. Для не слишком узкого спектра распределение (12) переписывают в виде

$$P_R(H) = \exp\left(-2\frac{H^2}{H_s^2}\right), \quad (13)$$

где H_s – т. н. значительная высота волн, обычно определяемая как среднее от трети наиболее высоких волн в записи, $H_s = H_{1/3}$. Ее использование позволяет снизить вклад мелкомасштабных волн в оценку значения средней высоты и получить лучшее совпадение с результатами прямого моделирования или измерений. Для случая узкого спектра эта величина связана со среднеквадратичным смещением поверхности, $H_{1/3} \approx 4.004 \sigma$.

В качестве характеристики “неординарности” высокой волны часто вводят параметр превышения фонового волнения AI (от *amplification index* или *abnormality index*)

$$AI = \frac{H}{H_s}, \quad (14)$$

где значительная высота H_s определяется как $H_s = H_{1/3}$ или $H_s = 4\sigma$. Наиболее часто используемое в литературе определение, выделяющее класс аномально высоких или “волн-убийц”, задает минимальное необходимое превышение высоты волн $AI > 2$ [Kharif et al., 2009; Слюняев и др., 2023].

Распределения для амплитуд получаются из (12)–(14) заменой $H/H_s = A/A_s$, где для узкого спектра в первом приближении $A_{cr} = A_r$ и $A_s = 2\sigma$. В реалистичных для моря ситуациях широких спектров простая связь между амплитудами и высотами $H \approx 2A$ нарушается. Из-за асимметрии нелинейных волн амплитуды, определенные по гребням и ложбинам, также не совпадают, $A_{cr} \neq A_r$. Потому в проводимом нами далее анализе различаются амплитуды ложбин (A_r) и амплитуды гребней (A_{cr}), а также высоты, определенные по методам пересечения вниз (H_{down}) и вверх (H_{up}).

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ВЫСОТ ВОЛН, АМПЛИТУД ГРЕБНЕЙ И ЛОЖБИН ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ПРЯМОГО ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В настоящей работе для построения распределений вероятностей использовались данные численного моделирования, как описано в разделе 2, в интервалах времен от 200 с до 1400 с (120 периодов волн). Временные последовательности смещения поверхности брались во всех точках дискретной сетки по продольной координате (2^{10} “измерений”) в 64 равноудаленных по поперечной горизонтальной координате позициях (на расстоянии чуть менее характерной длины волны друг от друга). Такая конфигурация точек измерений соответствует скорее оценке вероятности под ориентированным вдоль направления волн отрезком, а не в одной точке пространства. Как обсуждается далее (см. также в нашей работе [Sergeeva and Slunyaev, 2013]), наблюдаемое при этом распределение вероятностей в линейном пределе хорошо согласуется со стандартным распределением Рэлея.

Также в [Sergeeva and Slunyaev, 2013] было показано, что в нелинейном моделировании пространственный масштаб корреляции между измерениями в близких точках уменьшается в сравнении с линейным случаем. С другой стороны, в [Slunyaev and Kogolina, 2017] описано, как благодаря нелинейности возможно возникновение долгоживущих когерентных волновых структур, из-за которых вероятностное распределение вдоль направления движения волн может сильно изменяться. Таким образом, выбор минимальной дистанции для измерений вдоль движения волн (чтобы собрать больше данных с одного численного эксперимента и при этом данные в разных точках измерений были бы независимыми) не является очевидным. Сопоставление полученных данных с модельным распределением Рэлея должно проводиться с учетом перечисленных выше оговорок. Всего для каждого из условий экспериментов, перечисленных в табл. 1, было собрано по более чем 60 млн индивидуальных волн.

Примеры распределений, построенных для тестовых расчетов линейных волн ($M = 1$) с относительно узким ($\theta = 12^\circ$) и более широким ($\theta = 62^\circ$) угловым спектром приведены на рис. 3. Универсальная форма теоретических распределений (13) удобна для представления результатов в полулогарифмических осях, где по вертикальной оси отложена вероятность, а по горизонтальной отложены нормированные на H_s и A_s высоты и амплитуды волн соответственно. В таком представлении распределения вероятностей превышения обычно строятся в нелинейной оптике, где квадрат нормированной амплитуды имеет смысл энергии. Для разных кривых на рис. 3 величина H_s выбиралась равной 4σ или $H_{1/3}$, см. кодировку линий на рисунке; значительная амплитуда бралась равной $A_s = 2\sigma$. Жирная прямая линия по диагонали соответствует теоретическому распределению Рэлея (13).

Из рис. 3 можно видеть, что полученные по результатам расчета распределения в полулогарифмических осях имеют характер прямых линий в широком интервале не слишком больших нормированных высот или амплитуд; они располагаются ниже распределения Рэлея. Такое расхождение может быть компенсировано поправкой нормирующей величины H_s (или A_s). В частности, видно, что при использовании $H_s = H_{1/3}$ соответствие распределений высот закону Рэлея (13) значительно лучше, чем при выборе $H_s = 4\sigma$. Схожие заключения делались и в наших предыдущих работах по моделированию коллинеарных волн [Sergeeva and Slunyaev, 2013; Slunyaev et al., 2016]. Распределения амплитуд совпадают с распределением Рэлея лучше, поскольку распределение для высот получается из распределения для амплитуд с использованием соотношения $H = 2A$,

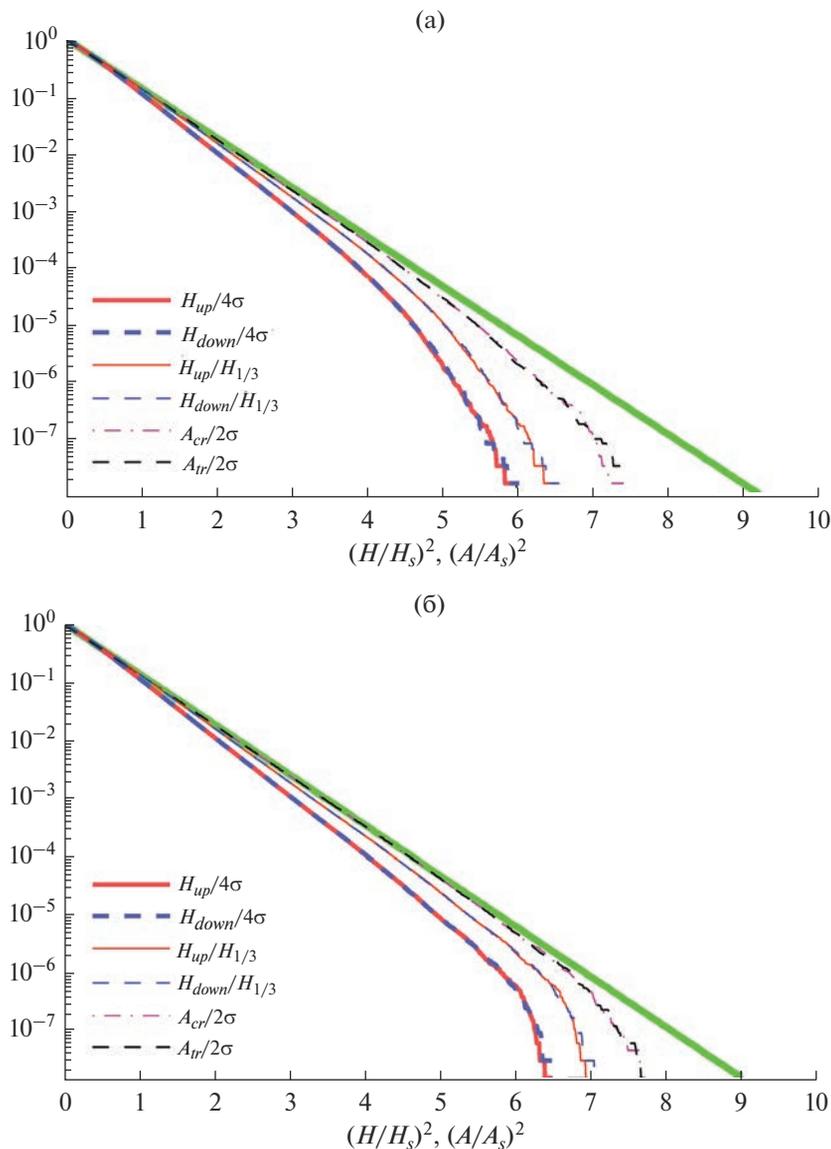


Рис. 3. Распределения вероятностей по данным численного моделирования линейных волн с относительно узким угловым спектром $\theta = 12^\circ$ (эксперимент № 64) (а) и для более широкого углового спектра $\theta = 62^\circ$ (эксперимент № 62) (б). Жирной прямой зеленой линией построено распределение Рэлея.

которое в случае волн с широким спектром нарушается.

Для больших превышений высот (или амплитуд) характер построенных на рис. 3 зависимостей меняется качественно: вероятность начинает падать с ростом H/H_s (A/A_s) очень быстро, что, очевидно, связано с конечностью статистического ансамбля. Для случая узкого углового спектра это происходит уже после $H/(4\sigma) \approx 4$, а для широкого спектра — для заметно больших величин, $H/(4\sigma) > 5$. Это отличие может быть объяснено тем, что в представлении Фурье высокие волны возникают в результате софазности гармоник. Можно легко получить, что для заданной полной

энергии волновой системы в ограниченном пространстве максимальная волна достигается при как можно более равномерном распределении энергии между как можно большим числом пространственных гармоник (аналог дельта-функции Дирака, см. обсуждение в [Slunyaev and Kocigina, 2017]). Таким образом, конечные выборки волн с более широким спектром должны демонстрировать большие максимальные усиления волн над среднеквадратичным значением.

Попарные совпадения распределений на рис. 3 для H_{up} и H_{down} , а также для A_{cr} и A_{tr} свидетельствуют о полной вертикальной и горизонтальной симметрии волн, естественной для случаев модели-

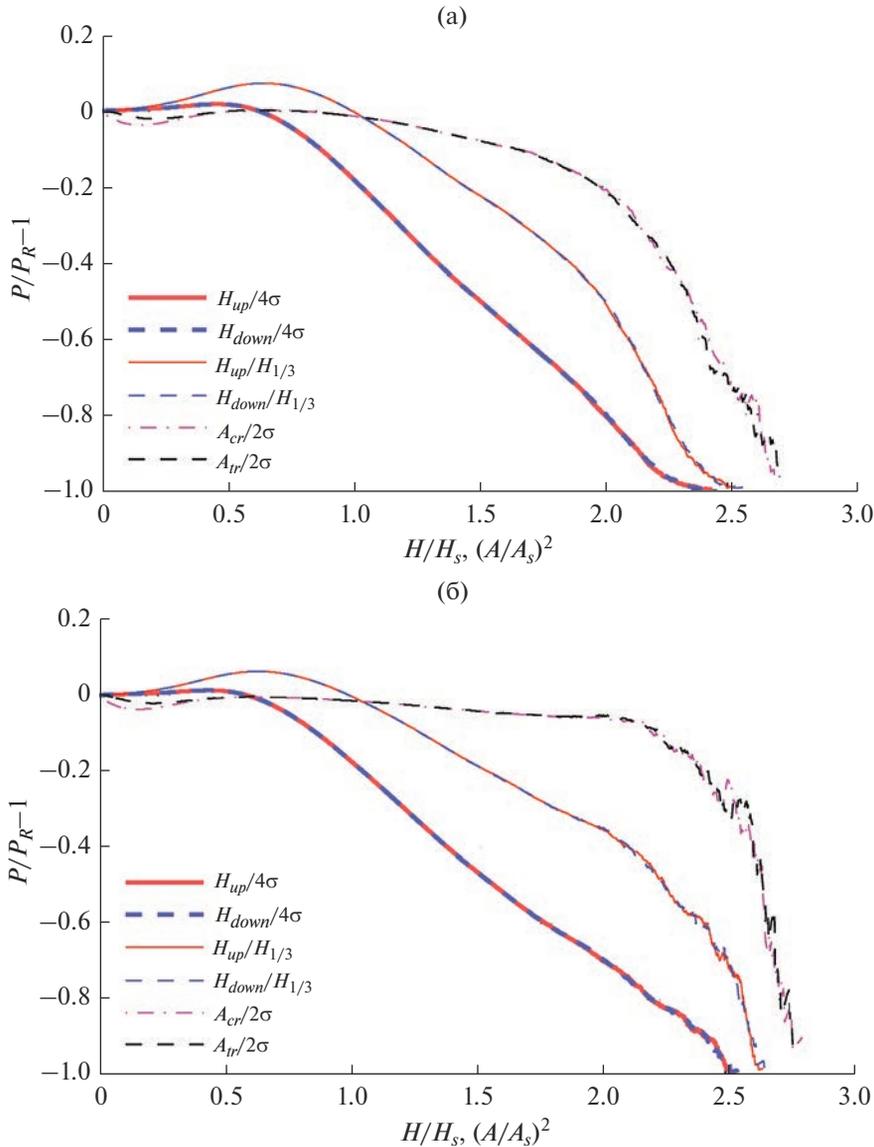


Рис. 4. Относительное отличие распределений на рис. 3 от распределения Рэлея. По горизонтали отложены нормированные высоты (амплитуды).

рования в рамках линейных уравнений гидродинамики.

На рис. 4 построены относительные отличия численно построенных распределений $P(H)$ и $P(A)$, приведенных на рис. 3, от соответствующих распределений Рэлея P_R . Эти графики подтверждают выводы, сделанные по рис. 3 относительно “хвостов” распределений вероятностей, и демонстрируют умеренные отличия от распределения Рэлея в области небольших высот, зависящие от последних немонотонно. В частности, видно, что при выборе $H_s = H_{1/3}$ имеется интервал небольших высот с превышением распределения Рэлея до порядка 10%. А распределения для совсем ма-

лых амплитуд волн A_{cr} , A_{tr} располагаются ниже распределения Рэлея.

Таким образом, даже в случае линейных волн распределение Рэлея может использоваться лишь как первая аппроксимация для распределений вероятностей высот и амплитуд волн. Отличия от него связаны с рядом причин: не узким спектром, конечностью размера моделируемой области, конечностью статистического ансамбля.

Другой предельный случай, соответствующий интенсивным волнам с очень узким угловым спектром $\theta = 5^\circ$ и большой пиковатостью $\gamma = 6$, когда ожидается большая вероятность аномально высоких волн, показан на рис. 5. Видно, что распределение Рэлея остается разумной первой ап-

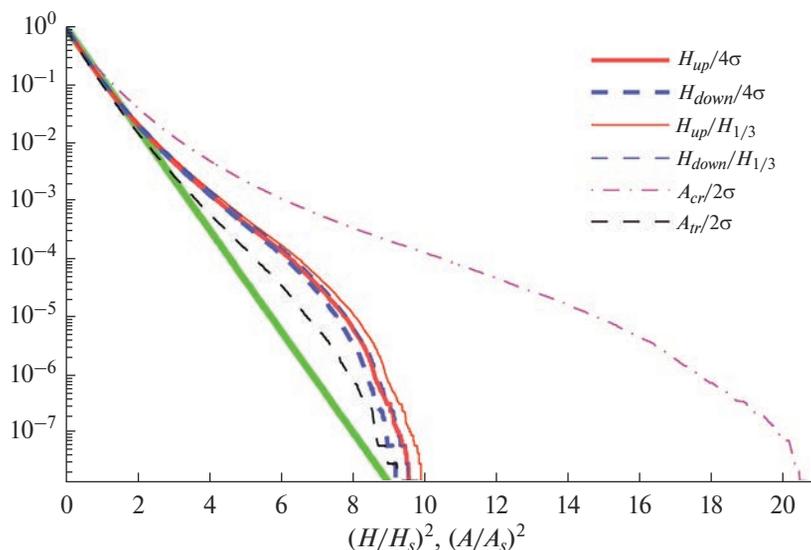


Рис. 5. Распределения вероятностей по данным численного моделирования интенсивных волн с очень узким угловым спектром $\theta = 5^\circ$ (эксперимент № 61). Жирной прямой зеленой линией построено распределение Рэлея.

проксимацией лишь в области малых высот; вероятность возникновения высоких волн в области $(H/H_s)^2 \approx 8$ превышает оценку по распределению Рэлея на 1–2 порядка; при этом использование $H_s = 4\sigma$ или $H_s = H_{1/3}$ существенно ситуацию не изменяет. Данные численных экспериментов не следуют прямым линиям, что говорит о нарушении характера зависимости рэлеевского распределения. Для $(H/H_s)^2 > 8$ наблюдается быстрый “завал” зависимостей вниз, очевидно связанный с конечностью статистического ансамбля. Распределения для H_{up} и H_{down} близки, хотя кривая для H_{up} располагается немного выше в области очень высоких волн. Распределения для A_{cr} и A_{tr} различаются радикально благодаря более высоким гребням нелинейных волн по сравнению с ложбинами, как и следовало ожидать из формы решения для волн Стокса (8). Функция распределения вероятностей амплитуд гребней имеет форму, характерную для степенной зависимости, и демонстрирует огромное максимальное превышение $A_{cr}/(2\sigma) \approx 4.5$. Распределение для амплитуд ложбин располагается выше распределения Рэлея.

Две пары численных экспериментов для умеренных условий проиллюстрированы на рис. 6 (относительно узкий угловой спектр $\theta = 12^\circ$) и рис. 7 (более широкий угловой спектр $\theta = 62^\circ$), пиковатость во всех случаях $\gamma = 3$. Такие ширины углового спектра выбраны вслед за работой [Xiao et al., 2013]. Две панели на рисунках соответствуют случаям умеренной $H_s \approx 3.5$ м и сильной нелинейности $H_s \approx 6–7$ м (см. табл. 1). Сравнение результатов для экспериментов с узким спектром и разной интенсивностью волн на рис. 6 приводит к

отчасти неожиданному выводу, что хотя в случае умеренной крутизны волн наблюдается сильное превышение распределения вероятности для самых высоких волн, с ростом средней нелинейности вероятность волн с высотами, в 2.5–3 раза превышающими H_s , уменьшается. Ожидаемо, что эффект обрушения волн должен приводить к ограничению максимальных волн, и этот механизм должен проявляться сильнее, когда средняя крутизна волн большая. Но параметры численных экспериментов выбирались такими, чтобы события опрокидывания волн были редкими. Их регуляризация в рамках потенциальных уравнений выполнена посредством введения спектрального фильтра на очень коротких масштабах, который в терминах потери полной энергии системы действует на систему очень слабо (для эксперимента № 55 на рис. 6б потеря энергии на интервале времени от 200 с до 1400 с не превышает 0.04%). Потому в проведенных экспериментах механизм приближения распределения вероятности к распределению Рэлея с ростом средней высоты волн не вполне понятен.

Поведение распределений вероятностей относительно референсного распределения Рэлея в области не очень больших высот лучше видно на рис. 8–9, где построены относительные отклонения. В случае более узкого спектра (рис. 8) при увеличении интенсивности волнения вероятность событий с умеренным превышением H_s ($H/H_s = 1..2$) вырастает, так что при выборе $H_s = H_{1/3}$ распределение для большей крутизны волн становится даже ближе к распределению Рэлея. Очень слабое изменение распределений для высот при увели-

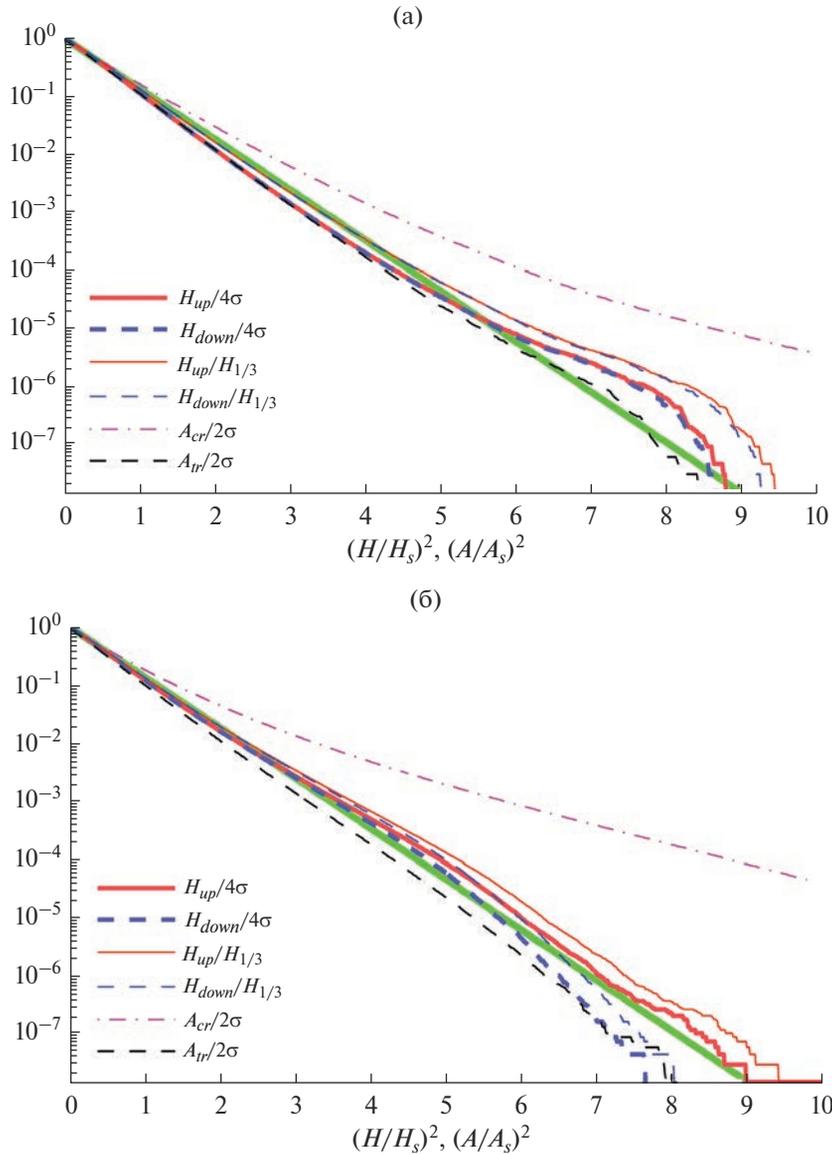


Рис. 6. Распределения вероятностей превышения высот и амплитуд гребней и ложбин для волн с узким угловым спектром $\theta = 12^\circ$ с умеренной (эксперимент № 47) (а) и большой (эксперимент № 55) (б) нелинейностью.

чении H_s почти в 2 раза наблюдается в случае широкого спектра (рис. 9).

Отметим, что распределения для вероятностей высот, определенных по признакам пересечения нулевого уровня вниз и вверх, значительно отличаются в области интенсивных волн в случаях большой нелинейности волн (рис. 8б, 9б): вероятность высоких волн по методу *up-crossing* в разы превышает вероятность волн *down-crossing*. Этот эффект (преобладают аномально высокие волны, определенные по временным реализациям методом *up-crossing*) отмечался нами ранее по результатам моделирования коллинеарных волн на большой и промежуточной глубине, а также волн с разбросом направлений распространения

[Sergeeva and Slunyaev, 2013; Slunyaev et al, 2016; Слюняев и Кокорина, 2020].

При увеличении пиковатости начального спектра до $\gamma = 6$ вероятность высоких волн продолжает расти для обоих случаев интенсивных волн с параметрами $\theta = 12^\circ$ и $\theta = 62^\circ$. Так что для относительно узкого углового спектра $\theta = 12^\circ$ (эксперимент № 53) вероятности превышения для A_{tr} примерно следуют распределению Рэля, а вероятностные распределения для A_{cr} , H_{down} и H_{up} уверенно превышают его. Сделанные на основе расчетов со значением параметра нелинейности схемы $M = 3$ выводы применимы и для аналогичных, выполненных с учетом следующего порядка нелинейности $M = 4$ (эксперименты №№ 71 и 60).

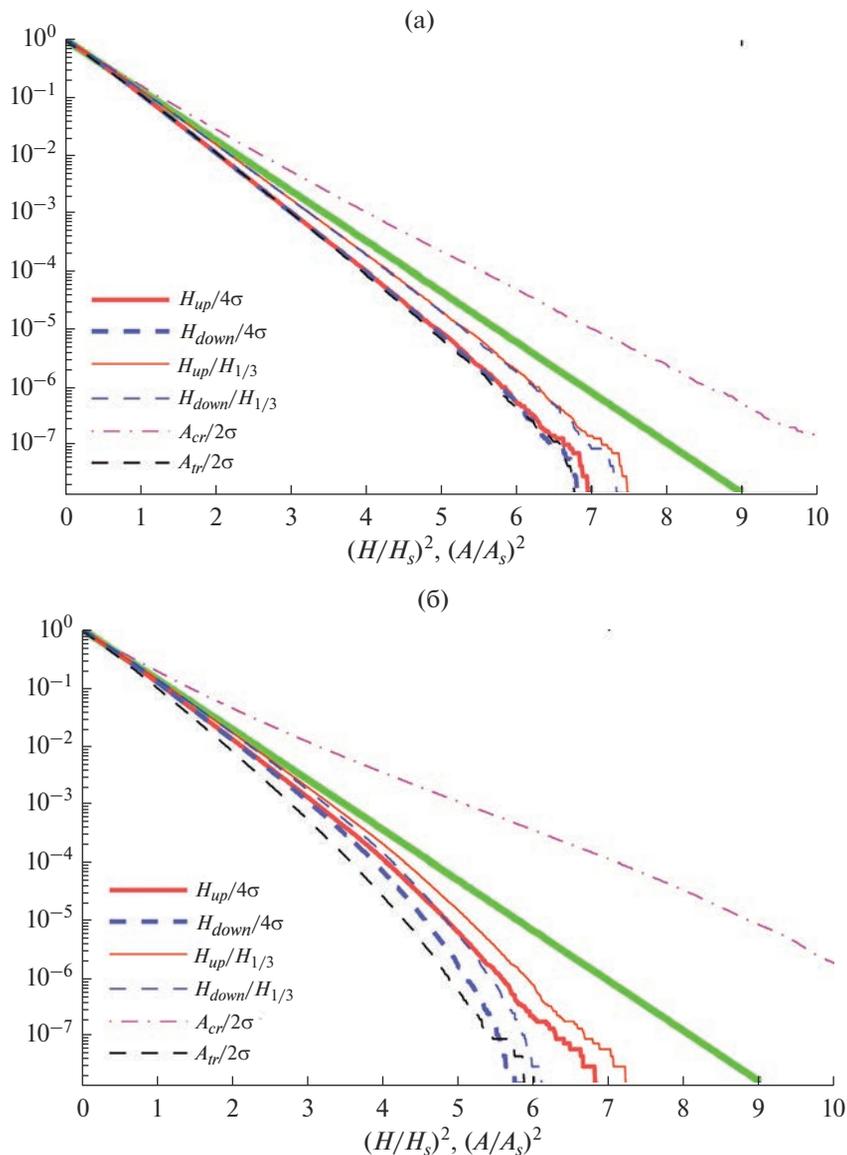


Рис. 7. Аналогично рис. 6, но для волн с относительно широким угловым спектром $\theta = 62^\circ$ с умеренной (эксперимент № 45) (а) и большой (эксперимент № 44) (б) нелинейностью.

6. ВЕРОЯТНОСТНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ КОМПОНЕНТ СМЕЩЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ

В этом разделе рассматриваются вклады разных гармоник в распределения вероятностей рассчитанных численно нерегулярных волн; гармоники выделяются посредством спектральной фильтрации в пространстве Фурье, описанной в разделе 3. Подчеркнем, что имеются в виду не гармоники монохроматического поля, а обширные спектральные области в пространстве волновых векторов и частот, которые будут условно соотноситься с классическими гармониками узкополосного сигнала. Поскольку для расчета компонент полей в каждый момент времени тре-

буется использовать большой объем данных (массив из $2^9 \times 2^{10} \times 2^{10}$ величин), для которого 6 раз применяется преобразование Фурье, то вместо временных последовательностей $\eta(t)$ были проанализированы “моментальные снимки” 64 равноудаленных по поперечной координате продольных разрезов поверхности $\eta(x)$. Для каждой реализации нерегулярных волн было обработано по 72 “моментальных снимка” в интервале времен от 200 с до 1400 с, что соответствует периодичности виртуальных измерений 16 с (ок. 1.5 периода волны). Для каждого из волновых условий, приведенных в табл. 1, статистический ансамбль состоял из ок. 3 млн индивидуальных волн. На тестовом примере эволюции линейных волн ($M = 1$)

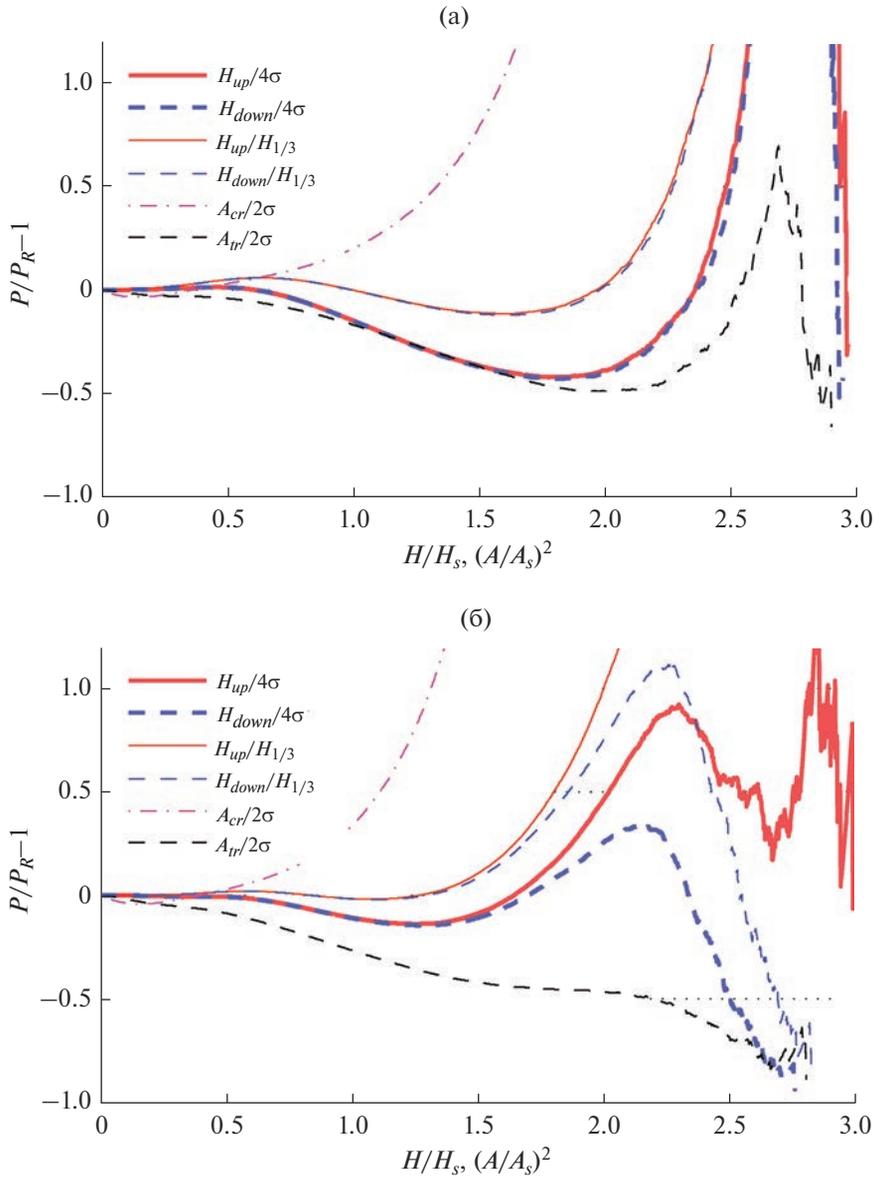


Рис. 8. Относительное отличие распределений на рис. 6 от распределения Рэля. По горизонтали отложены нормированные высоты (амплитуды).

было проверено, что восстановленная первая гармоника с высокой точностью совпадает с полным полем смещения поверхности.

Нужно отметить, что распределения вероятностей, построенные на основе временных последовательностей и по моментальным профилям волн, не вполне эквивалентны. В частности, из-за дисперсии для волн на глубокой воде спектр частот имеет относительную ширину вдвое меньше, чем спектр волновых чисел, потому моментальные профили волн более изрезанные, и по признаку пересечения нулевого уровня выделяется большее количество коротких волн малой амплитуды. В этом разделе для нормирования высот ис-

пользовалась значительная высота, определенная через среднеквадратичное смещение поверхности, $H_s = 4\sigma$.

На рис. 10 и 11 построены распределения вероятностей высот волн для пар экспериментов различной интенсивности волн для разных ширин углового спектра: $\theta = 12^\circ$ и $\theta = 62^\circ$ соответственно. Распределения для полного поля (жирные линии) аналогичны приведенным на рис. 6 и 7, только теперь они построены на основе “моментальных снимков” смещения поверхности. Как следует из рис. 10б, и при таком способе определения индивидуальных волн вероятности высот, выделенных в исходных полях, могут превышать референтное

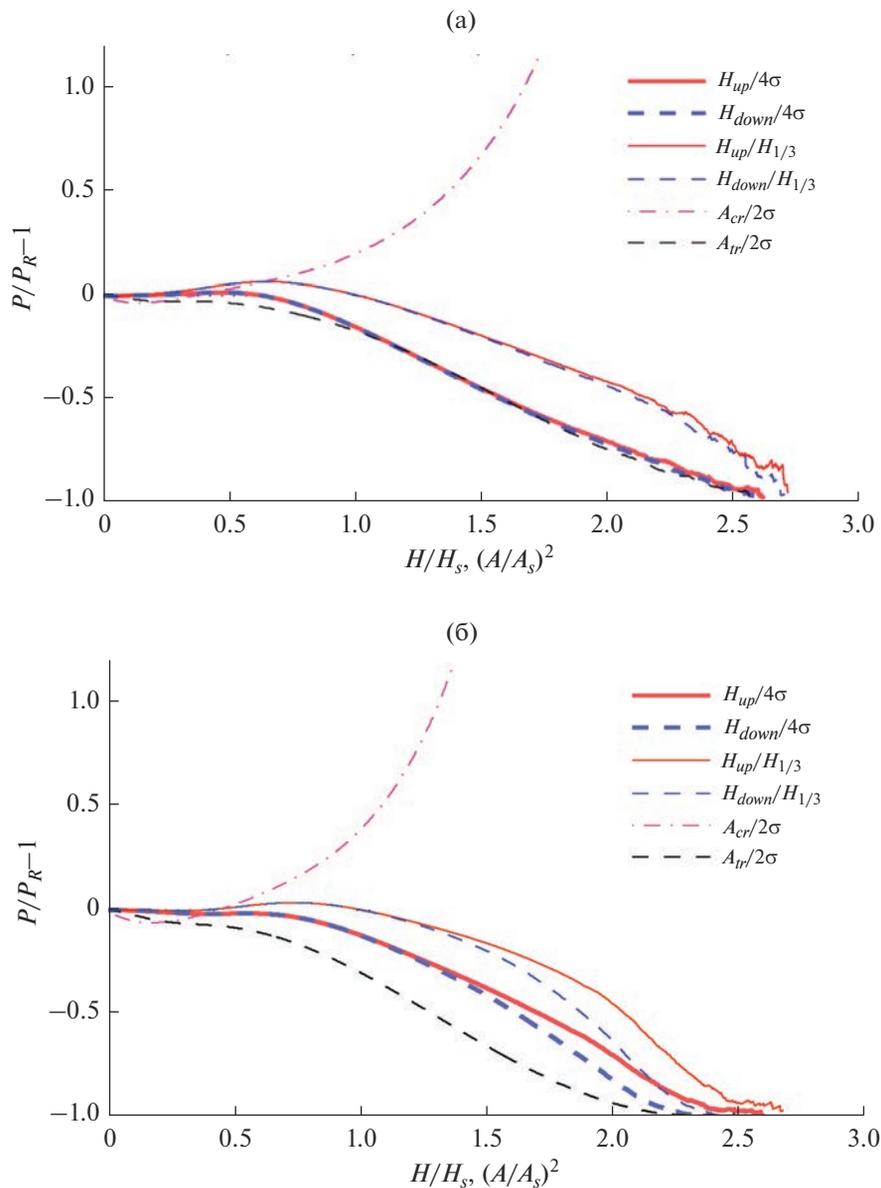


Рис. 9. Относительное отличие распределений на рис. 7 от распределения Рэлея. По горизонтали отложены нормированные высоты (амплитуды).

распределение Рэлея в ситуации узкого углового спектра и большой средней интенсивности волн. В случае интенсивного волнения наблюдаются различия между распределениями для H_{cr} и H_{tr} . Связь между временной последовательностью смещений в одной точке $\eta(t)$ и моментальной формой поверхности как функций координаты $\eta(x)$ задается в первом приближении уравнением переноса (на рис. 2 оси t меняются на $-x/C_{gr}$, где C_{gr} — некоторая эффективная групповая скорость волн доминирующей длины). Потому волны up-crossing во временной записи соответствуют волнам down-crossing на “моментальном снимке” и наоборот. По этой причине на распределениях

вероятностей, построенных на основе “моментальных снимков”, взаимное расположение линий для H_{up} и H_{down} обратно обсуждавшимся в разделе 5.

Распределения для выделенной компоненты первой гармоники построены на рис. 10 и 11 более тонкими линиями. Для условий небольшой крутизны они практически совпадают с результатом для полных полей, а для большей крутизны лежат существенно ниже них. Для состоятельности сравнения в качестве нормировки распределений для первой гармоники использовано среднеквадратичное смещение, рассчитанное не для полного поля (σ), а только для первой гармоники (σ_1). Та-

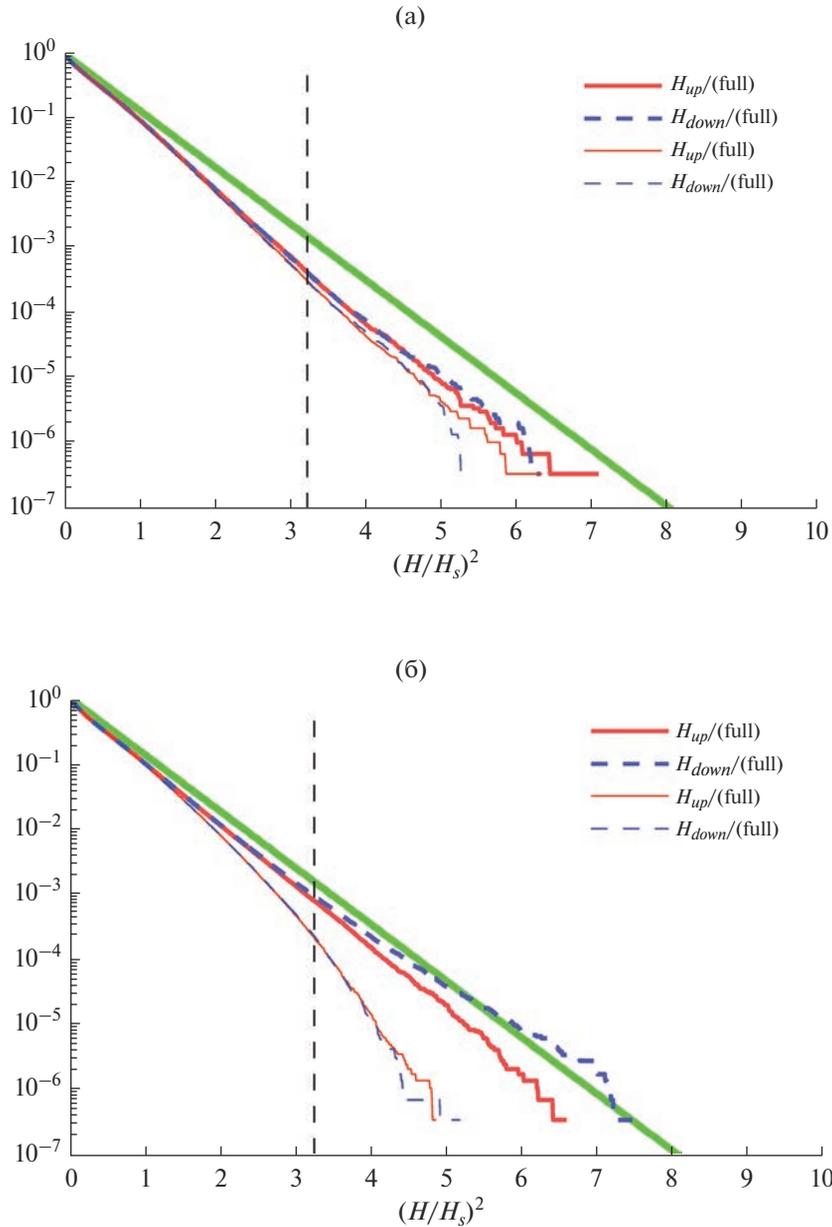


Рис. 10. Распределения вероятностей превышения высот волн по “моментальным снимкам” поверхности для полного поля и для первой гармоники поля для волн с узким угловым спектром $\theta = 12^\circ$ с умеренной (эксперимент № 47) (а) и большой (эксперимент № 55) (б) нелинейностью.

ким образом, на основе рис. 10, 11 можно заключить, что нелинейные гармоники приводят к повышению вероятности высоких волн. Сравнивая эксперименты с одинаковой шириной углового спектра, но разной интенсивностью волн (ср. рис. 10а и 10б, а также рис. 11а и 11б), интересно отметить, что хотя вероятности высоких волн растут с увеличением средней нелинейности волн, распределения вероятностей высот для первых гармоник наоборот оказываются ниже таковых в случае небольшой нелинейности. Значимого разделения кривых для высот первых гармо-

ник, определенных методами up-crossing и down-crossing, не наблюдается.

Как обсуждалось выше, сопоставление полученных распределений с кривой Рэля носит скорее условный характер. Для оценки вклада разных волновых компонент в распределения вероятностей для высот волн будем сопоставлять соответствующие им вероятности $P(AI)$, вычисленные для определенного превышения $AI = H/H_s$, где $H_s = 4\sigma$, с вероятностью для первой гармоники, $P_1(AI)$. В случаях амплитуд гребней и ложбин аналогичное сопоставление будет производиться для

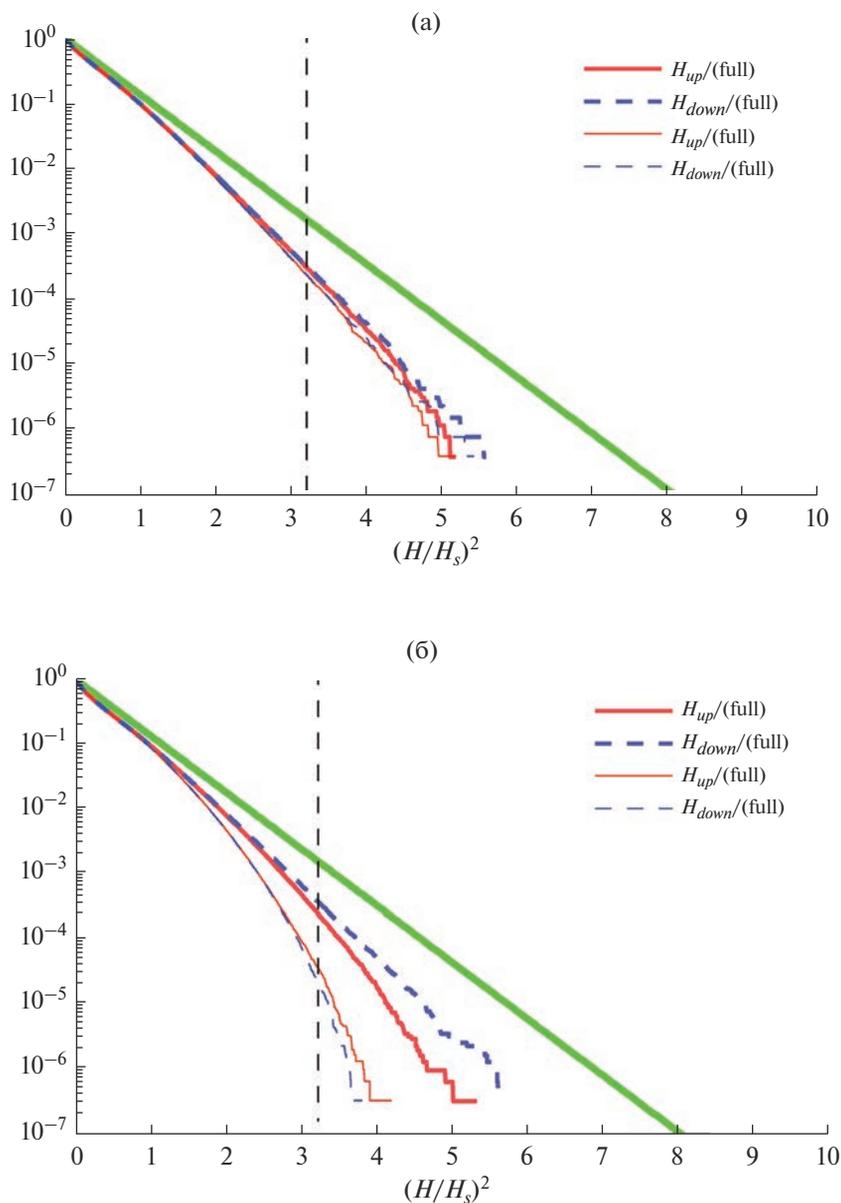


Рис. 11. Аналогично рис. 10, но для экспериментов с относительно широким угловым спектром $\theta = 62^\circ$ с умеренной (эксперимент № 45) (а) и большой (эксперимент № 44) (б) нелинейностью.

выбранного $AI = A/A_s$, где $A_s = 2$. Наиболее интересен случай т.н. аномально высоких волн с $AI > 2$. Поскольку число событий с превышением $AI > 2$ для высот, определенных по первой гармонике, в имеющихся данных мало (а то и вовсе ноль, см. тонкие линии на рис. 11б), то для сравнения будет использован несколько меньший уровень превышения, $AI = 1.8$. Штриховые вертикальные линии на рис. 10 и 11 соответствуют этому выбору AI .

Вклады разных гармоник в формирование вероятностей для H_{down} и H_{up} проиллюстрированы на рис. 12, 13 для такого же набора характерных условий, что и прежде: относительно узкий и от-

носительно широкий угловые спектры (рис. 12 и рис. 13 соответственно) для случаев умеренной и большой крутизны волн. На рисунках прямоугольники охватывают гармоники, учитываемые для расчета данного распределения вероятностей (см. номера на горизонтальной оси). Высоты прямоугольников отвечают добавкам к вероятности $P_1(AI)$, оцененной на основе первой гармоники (ее величина указана над рисунками). Разные прямоугольники соответствуют разным комбинациям гармоник, см. кодировку на рисунках. В частности, серым цветом отложены значения для полных полей без применения спектральной фильтрации (Full). Красным цветом построено

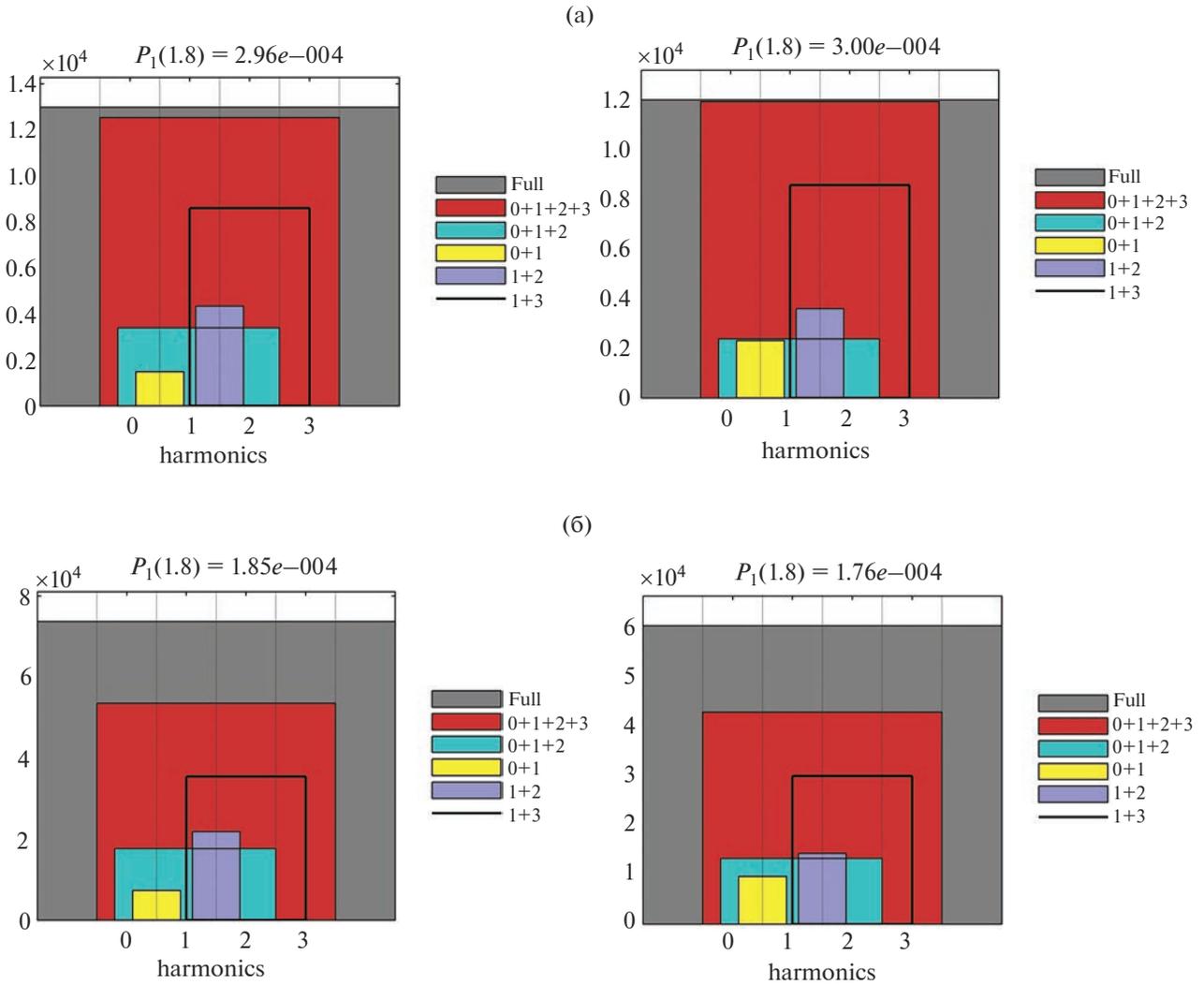


Рис. 12. Добавки к вероятностям превышения $H_{down}/(4\sigma) = 1.8$ (слева) и $H_{up}/(4\sigma) = 1.8$ (справа), связанные с учетом разных гармоник для экспериментов с относительно узким спектром $\theta = 12^\circ$ и умеренной (эксперимент № 47) (а) и большой (эксперимент № 55) (б) нелинейностью. Распределения построены по “моментальным снимкам” поверхности. За базовое значение взята вероятность, определенная для первой гармоники (указана в параметре $P_1(AI)$).

значение для поля, состоящего из нулевой, первой, второй и третьей гармоник ($0 + 1 + 2 + 3$), выделенных с помощью фильтра (11).

Из рис. 12, 13 следует, что для умеренной крутизны учет первых четырех гармоник ($0 + 1 + 2 + 3$) практически достаточен для аккуратного описания наблюдаемой в прямом численном моделировании вероятности высот с превышением $AI = 1.8$ (рис. 12а, 13а). Для большей крутизны значительный прирост к вероятности высоких волн осуществляется за счет еще более высоких гармоник Фурье; этот эффект особенно силен для случая широкого углового спектра $\theta = 62^\circ$: на рис. 13б вероятность для полного поля в полтора раза выше.

Во всех случаях учет третьей гармоники ($1 + 3$) оказывается более важным, чем квадратичные по

нелинейности эффекты второй ($1 + 2$) и разностной ($0 + 1$) гармоник. Разумным объяснением этого обстоятельства может быть то, что для примера однородных волн четные гармоники не дают вклада в величину высоты волны, см. (8). Потому более неожиданным результатом кажется значительный совместный вклад в вероятностное распределение высот от разностной и второй гармоники ($0 + 1 + 2$) – до порядка половины вклада от третьей гармоники ($1 + 3$). В целом можно сказать, что для относительно узкого углового спектра эффект второй гармоники ($1 + 2$) преобладает над разностной гармоникой ($0 + 1$), особенно для высот, выделенных методом down-crossing (рис. 12). Но для волн небольшой крутизны с широким угловым спектром может реализоваться и обратный баланс вкладов (рис. 13б справа).

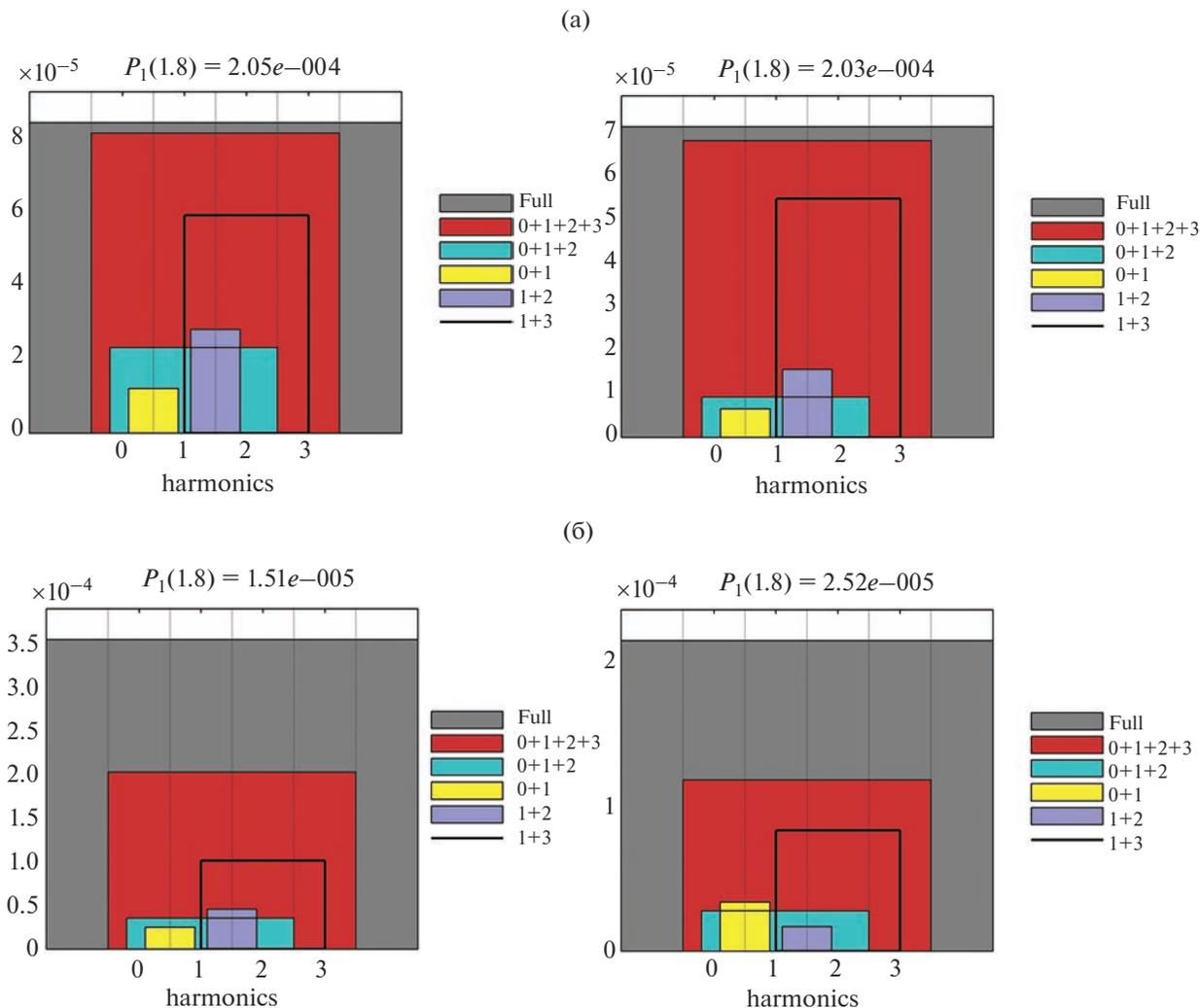


Рис. 13. Аналогично рис. 12, но для экспериментов с относительно широким угловым спектром $\theta = 62^\circ$ с умеренной (эксперимент № 45) (а) и большой (эксперимент № 44) (б) нелинейностью.

Интересно отметить нелинейный характер комбинации вкладов от разных компонент: например, на рис. 12а вклад от трех гармоник ($0 + 1 + 2$) оказывается меньше, чем сумма вкладов от добавления разностной и второй гармоник по отдельности ($0 + 1$ и $1 + 2$), причем все эти комбинации гармоник увеличивают вероятность событий с $AI > 1.8$ по сравнению с распределением вероятностей для первой гармоники.

Для исследования вкладов волновых компонент в вероятностные распределения амплитуд гребней и ложбин рассмотрим величину разности вероятностей превышения для гребней и ложбин, определенных для заданного уровня: $P_{cr}(A/(2\sigma)) - P_{tr}(A/(2\sigma))$ для $A/(2\sigma) = 1.8$. Вероятностные свойства для разных комбинаций гармоник будем сравнивать с соответствующим распределением вероятностей для первой гармоники. На рис. 14 собраны иллюстрации для четырех ранее рас-

смотренных базовых экспериментов. Поскольку референсным случаем выступает первая гармоника, для которой показана вертикальная симметрия, то указанные на рисунках сверху величины разности вероятностей для первой гармоники $\Delta P_1(AI) = P_{1, cr}(AI) - P_{1, tr}(AI)$ фактически имеют шумовые значения.

Естественно огромная роль в различии между вероятностными распределениями для A_{cr} и A_{tr} второй гармоники, очевидная из выражения (8); именно этот эффект учитывается статистическими моделями второго порядка. На рис. 14 второй гармонике соответствует самый большой положительный вклад ($1 + 2$). Интересно отметить, что согласно полученным данным учет только второй гармоники приводит к заметной переоценке поправки к разностному распределению вероятностей для всех ситуаций кроме очень ин-

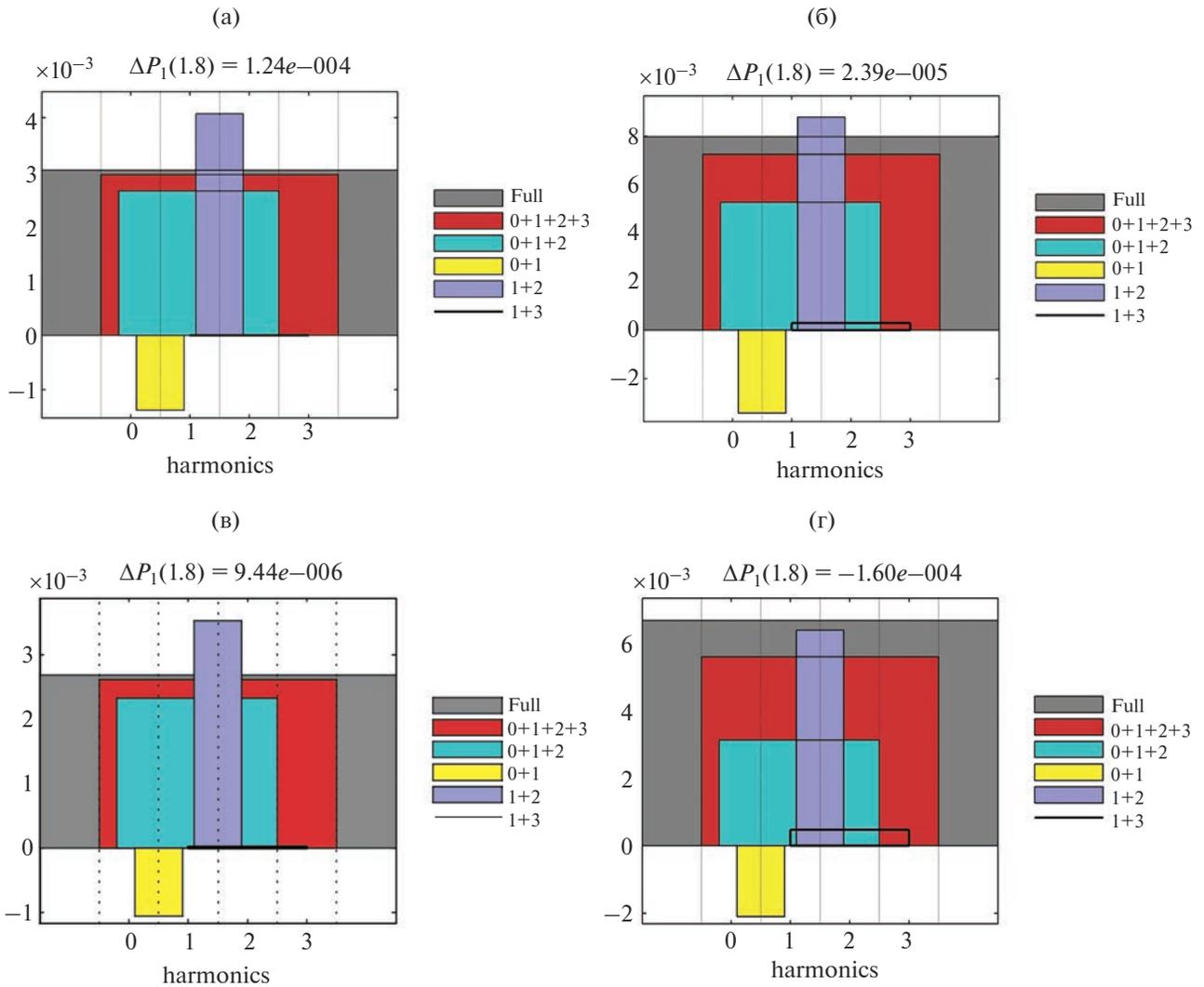


Рис. 14. Добавки к разностям вероятностей превышения $A_{cr}/(2\sigma) = 1.8$ и $A_{lr}/(2\sigma) = 1.8$, связанные с учетом разных гармоник для экспериментов с параметрами: $\theta = 12^\circ$, $H_s = 3.5$ м (№ 47) (а); $\theta = 12^\circ$, $H_s = 6$ м (№ 55) (б); $\theta = 62^\circ$, $H_s = 3.5$ м (№ 45) (в) и $\theta = 62^\circ$, $H_s = 7$ м (№ 44) (г). Распределения построены по “моментальным снимкам” поверхности. За базовое значение взята разностная вероятность, определенная для первой гармоники ΔP_1 .

тенсивного волнения с широким угловым спектром (рис. 14г).

Эффект от разностной гармоники (0 + 1) противоположного знака, он смягчает различие между распределениями для A_{cr} и A_{lr} . Его наличие согласуется с представлением о “приседании” интенсивных волновых групп, известном в рамках слабонелинейной теории для огибающей волн; его величина определяется не только крутизной волн, но и глубиной модуляции волн [Слюняев, 2005]. Известно, что смещение интенсивных волновых групп может становиться обратного знака (вверх) в случае взаимодействия волн под углом (в частности, в системе встречных волн), см. например, в [Adcock et al., 2011; Slunyaev et al., 2017]. Из диаграмм на рис. 14 изменения баланса вкладов от второй и разностной гармоник для рас-

смотренного набора условий волнения прослеживается.

Учет только третьей гармоники (1 + 3) дает очень малый вклад в результат, но ее недоучет в комбинации со второй и разностной гармониками значителен (ср. 0 + 1 + 2 и 0 + 1 + 2 + 3), особенно для случаев сильной нелинейности, когда недоучет оказывается схожей величины с эффектом от разностной компоненты. Для всех приведенных на рис. 14 случаев учет четырех гармоник (0 + 1 + 2 + 3) почти полностью описывает наблюдаемое различие в вероятностях амплитуд гребней и ложбин с превышением $AI = 1.8$.

Случаи моделирования условий с большей пиковатостью, а также с учетом более высокого порядка нелинейности $M = 4$ (эксперименты №№ 53, 71, 22, 60) не продемонстрировали заметных от-

личий от уже обсужденных в этом разделе результатов моделирования.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прямое численное моделирование ансамблей нерегулярных волн является эффективным способом получения аккуратных статистических данных о редких экстремальных событиях на морской поверхности в контролируемых условиях. Для этого могут использоваться «почти» полные уравнения гидродинамики, обеспечивающие быстрый расчет реалистичной нелинейной динамики поверхностных волн с высокой точностью. Примененный в настоящем исследовании подход к моделированию потенциальных уравнений гидродинамики методом HOSM является одним из наиболее подходящих для подобного стохастического моделирования. Проанализированы результаты моделирования с учетом 4-волновых нелинейных взаимодействий (наиболее часто используемый вариант HOSM, формально аналогичный 4-волновым уравнениям Захарова), а также с учетом более высокого порядка нелинейности, разрешающего 5-волновые эффекты. Использованный для задания начальных условий спектр JONSWAP является общепризнанным модельным спектром для условий глубокого моря.

Предложенный в [Slunyaev, 2020] метод разделения разных компонент волн (нелинейных гармоник) на основе фильтра в пространственно-временной области Фурье позволяет эффективно выделять компоненты волн, соответствующие первой, второй и третьей нелинейным гармоникам, а также разностную (длинноволновую) компоненту для случаев однопикового спектра JONSWAP со средней крутизной волн вплоть до начала обрушений. Этот подход позволяет оценить вклады разных волновых компонент в распределения вероятностей высот волн, амплитуд гребней и амплитуд ложбин непосредственно по данным прямого численного моделирования, без каких-либо дополнительных предположений. Представление о вкладах разных гармоник важно для построения аналитических вероятностных моделей поверхностного волнения.

Альтернативно, подобное исследование можно было бы выполнить на основе численного моделирования спектральных уравнений Захарова. В этом случае динамические уравнения описывают эволюцию “нормальных” волновых переменных с исключенными из гамильтониана нерезонансными слагаемыми. Связанные (нерезонансные) волновые компоненты, описывающие нелинейные гармоники, вычисляются на основе полученного решения для свободных волн. Но выражения для реконструкции исходных физических полей имеют чрезвычайно сложную форму, с точностью до третьего порядка по слабой нелинейности они

получены только для 4-волновых взаимодействий [Dyachenko et al., 2016; Kachulin et al., 2019]. Кроме того, скорость расчета самих уравнений Захарова медленнее, чем потенциальных уравнений Эйлера методом HOSM [Tanaka, 2001a]. Квадратичные поправки для синусоидальных волн были также получены в [Dalziel, 1999].

Следуя типичному подходу, вероятностные распределения, построенные по результатам выполненного прямого численного моделирования, нами сравнивались со стандартным распределением Рэлея. Нужно при этом иметь в виду очевидные нарушения ряда предположений, используемых при выводе этого теоретического распределения: узости спектра, независимости волновых компонент и последовательностей записей, бесконечности размера области и числа волн. В большинстве случаев не слишком узкого углового спектра, умеренной пиковатости и средней крутизны волн распределения вероятностей для нормированных высот волн имеют зависимость, близкую к распределению Рэлея с использованием модифицированной величины значительной высоты, что согласуется с выводами ряда экспериментальных и численных работ [Christou and Ewans, 2014; Fedele et al., 2016; Chalikov and Bulgakov, 2017]. Построенные на основе прямого численного моделирования распределения демонстрируют уверенное отличие от кривой Рэлея с большей вероятностью в интервале больших высот только в случаях узкого углового спектра, большой пиковатости и большой средней интенсивности волн.

Вполне естественно, что распределения для амплитуд гребней и ложбин отличаются от рэлеевского очень сильно. Распределение для амплитуд гребней имеет качественно отличное от распределения Рэлея поведение, – скорее степенное по параметру нормированной амплитуды. Подтверждена значительная асимметрия между экстремальными волнами, определяемыми по признаку пересечения нуля вниз или вверх (down-crossing и up-crossing), отмечавшаяся нами ранее по результатам других вычислительных кампаний [Sergeeva and Slunyaev, 2013; Slunyaev et al., 2016; Слюняев и Кокорина, 2020]. Среди волн большой высоты преобладают такие, где глубокая ложбина следует за высоким гребнем, а не перед ним.

На основе исследования набора представительных случаев показано, что спектральные области, соответствующие разным нелинейным гармоникам, участвуют в формировании распределений вероятностей сложным образом, существенно не подпадающим принципу линейного сложения. Для распределений высот волн в первую очередь важен учет главной нечетной – третьей – гармоники, но сопоставимый по величине вклад дает и одновременный учет четных

второй и разностной гармоник. Для большой средней крутизны волн учета первых четырех гармоник становится недостаточно, особенно в случае широкого углового спектра, где недоучет вероятности оценивается примерно в 1.5 раза для событий с превышением $H/H_s = 1.8$.

Нелинейные гармоники обеспечивают различие между амплитудами гребней и ложбин. Их вклад в разницу распределений вероятностей для этих характеристик разного знака: вторая и третья гармоники приводят к усилению разницы распределений для A_{cr} и A_{lr} , а разностная нелинейная компонента приводит к уменьшению этой величины. Учет только второй гармоники (стандартный для статистических теорий второго порядка) приводит к существенной переоценке доминирования вероятности высоких гребней над вероятностью глубоких ложбин, особенно в случаях волн небольшой крутизны. Учет первых четырех гармоник приводит к довольно аккуратному описанию различия распределений вероятностей для амплитуд гребней и ложбин.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Лаборатории нелинейной гидрофизики и природных катастроф ТОИ ДВО РАН, грант Министерства науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-1127 от 01.07.2022 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Захаров В.Е.* Устойчивость периодических волн на поверхности глубокой жидкости // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1968. Т. 9. С. 86–94.
- Слюняев А.В.* Нелинейное уравнение высокого порядка для огибающей гравитационных волн на воде конечной глубины // ЖЭТФ. 2005. V. 128. P. 1061–1077.
- Слюняев А.В., Кокорина А.В.* Численное моделирование “волн-убийц” на морской поверхности в рамках потенциальных уравнений Эйлера // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2020. Т. 56. С. 210–223.
- Слюняев А.В., Пелиновский Д.Е., Пелиновский Е.Н.* Морские волны-убийцы: наблюдения, физика и математика // Успехи физических наук. 2023. Т. 193. С. 155–181.
- Adcock T.A.A., Taylor P.H., Yan S., Ma Q.W., Janssen P.A.E.M.* Did the Draupner wave occur in a crossing sea? // Proc. R. Soc. A. 2011. V. 467. P. 3004–3021.
- Annenkov S.Y., Shrira V.I.* Effects of finite non-Gaussianity on evolution of a random wind wave field // Phys. Rev. E. 2022. V. 106. L042102.
- Annenkov S.Y., Shrira V.I.* Spectral evolution of weakly nonlinear random waves: kinetic description versus direct numerical simulations // J. Fluid Mech. 2018. V. 844. P. 766–795.
- Chalikov D.V.* Numerical modeling of sea waves. Springer, 2016. 306 p.
- Chalikov D., Bulgakov K.* Estimation of wave height probability based on the statistics of significant wave height // J. Ocean Eng. Mar. Energy. 2017. V. 3. P. 417–423.
- Christou M., Ewans K.* Field measurements of rogue water waves // J. Phys. Oceanogr. 2014. V. 44. P. 2317–2335.
- Dalzell J.F.* A note on finite depth second-order wave-wave interactions // Appl. Ocean Res. 1999. V. 21. P. 105–111.
- Dommermuth D.* The initialization of nonlinear waves using an adjustment scheme // Wave Motion. 2000. V. 32. P. 307–317.
- Dommermuth D., Yue D.K.P.* A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves // J. Fluid Mech. 1987. V. 184. P. 267–288.
- Ducrozet G., Bonnefoy F., Touzé D.Le, Ferrant P.* HOS-ocean: Open-source solver for nonlinear waves in open ocean based on High-Order Spectral method // Computer Physics Communications. 2016. V. 203. P. 245–254.
- Dyachenko A.I., Kachulin D.I., Zakharov V.E.* Freak-waves: compact equation versus fully nonlinear one / In “Extreme ocean waves” Eds.: *Pelinovsky E., Kharif C.* Springer, 2016. P. 23–44.
- Fedele F., Brennan J., Ponce de León S., Dudley J., Dias F.* Real world ocean rogue waves explained without the modulational instability // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 27715.
- Holthuijsen L.H.* Waves in oceanic and coastal waters. Cambridge Univ. Press. 2007. 387 p.
- Kachulin D., Dyachenko A., Gelash A.* Interactions of coherent structures on the surface of deep water // Fluids. 2019. V. 4. P. 83.
- Kharif C., Pelinovsky E., Slunyaev A.* Rogue Waves in the Ocean. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. 216 p.
- Massel S.R.* Ocean surface waves: Their physics and prediction. World Scientific Publ., Singapore, 1996. 491 p.
- Onorato M., Osborne R., Serio M.* On the relation between two numerical methods for the computation of random surface gravity waves // Eur. J. Mech. B/Fluids. 2007. V. 26. P. 43–48.
- Sergeeva A., Slunyaev A.* Rogue waves, rogue events and extreme wave kinematics in spatio-temporal fields of simulated sea states // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 2013. V. 13. P. 1759–1771.
- Slunyaev A., Klein M., Claus G.F.* Laboratory and numerical study of intense envelope solitons of water waves: generation, reflection from a wall and collisions // Physics of Fluids. 2017. V. 29. P. 047103.
- Slunyaev A., Kokorina A.* Account of occasional wave breaking in numerical simulations of irregular water waves in the focus of the rogue wave problem // Water Waves. 2020. V. 2. P. 243–262.
- Slunyaev A.V.* Effects of coherent dynamics of stochastic deep-water waves // Phys. Rev. E. 2020. V. 101. P. 062214.
- Slunyaev A.V.* Persistence of hydrodynamic envelope solitons: detection and rogue wave occurrence // Phys. Fluids. 2021. V. 33. P. 036606.
- Slunyaev A.V., Kokorina A.V.* Soliton groups as the reason for extreme statistics of unidirectional sea waves // J. Ocean Eng. Marine Energy. 2017. V. 3. P. 395–408.

- Slunyaev A.V., Sergeeva A.V., Didenkulova I.* Rogue events in spatiotemporal numerical simulations of unidirectional waves in basins of different depth // *Natural Hazards*. 2016. V. 84. P. 549–565.
- Tanaka M.* A method of studying nonlinear random field of surface gravity waves by direct numerical simulation // *Fluid Dyn. Res.* 2001a. V. 28. P. 41–60.
- Tanaka M.* Verification of Hasselmann's energy transfer among surface gravity waves by direct numerical simulations of primitive equations // *J. Fluid Mech.* 2001b. V. 444. P. 199–221.
- West B.J., Brueckner K., Janda R.S., Milder D.M., Milton R.L.* A new numerical method for surface hydrodynamics // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 11803–11824.
- Xiao W., Liu Y., Wu G., Yue D.K.P.* Rogue wave occurrence and dynamics by direct simulations of nonlinear wave-field evolution // *J. Fluid Mech.* 2013. V. 720. P. 357–392.

Contributions of Nonlinear Spectral Components to the Probability Distribution of Rogue Waves Based on the Results of Numerical Simulation of the Euler Equations

A. V. Slunyaev^{1, 2, 3, *}

¹*Institute of Applied Physics RAS, Ulyanova Street, 46, Nizhny Novgorod, Box-120, 603950 Russia*

²*Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch RAS, Baltijskaya Street, 43, Vladivostok, 690041 Russia*

³*National Research University Higher School of Economics, Bolshaya Pechiorskaya Street, 25/12, Nizhny Novgorod, 603155 Russia*

**e-mail: slunyaev@ipfran.ru*

The contributions of various wave components (second, third and difference harmonics) to the formation of probability distributions of extreme wave heights, as well as amplitudes of crests and troughs, are evaluated based on the direct numerical simulation of irregular nonlinear deep water waves within three-dimensional potential equations of hydrodynamics. The simulation results taking into account 4- and 5-wave nonlinear interactions are analyzed. Different non-linear harmonics participate in the formation of the probability distributions in nontrivial way, essentially not satisfying the principles of linear superposition and ordering of the contribution by the parameter of weak nonlinearity.

Keywords: surface sea waves, direct numerical simulation, probability distribution of wave heights, wave crests and wave troughs, spatio-temporal wave spectrum

УДК 519.6,551.46

ВАРИАЦИОННОЕ УСВОЕНИЕ ДАННЫХ ДЛЯ МОДЕЛИ ТЕРМОДИНАМИКИ МОРЯ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ МОРСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК К ОШИБКАМ НАБЛЮДЕНИЙ

© 2023 г. В. П. Шутяев^а, *, Е. И. Пармузин^а, **

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

*e-mail: victor.shutyayev@mail.ru

**e-mail: e.parmuzin@inm.ras.ru

Поступила в редакцию 14.07.2023 г.

После доработки 14.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Изложена методология вариационного усвоения данных наблюдений для восстановления начального состояния и потоков тепла для математической модели термодинамики моря. Разработан алгоритм оценки чувствительности модельного решения к ошибкам данных наблюдений. Вычисление градиента функции отклика модельного решения базируется на использовании гессиана функционала стоимости. Приведены результаты численных экспериментов для модели динамики Черного моря, разработанной в ИВМ РАН.

Ключевые слова: вариационное усвоение данных наблюдений, оптимальное управление, сопряженные уравнения, ковариационные матрицы, чувствительность, модель термодинамики моря

DOI: 10.31857/S0002351523060093, **EDN:** OQKOZO

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы возрастает интерес к методам исследования и численного решения задач усвоения данных, играющих фундаментальную роль в математическом моделировании процессов из самых различных областей знаний. Среди этих методов важную роль играет вариационный подход, при котором задачи усвоения данных формулируются как задачи оптимального управления. Наибольшее развитие и распространение эти методы получили в метеорологии и океанографии, где данные наблюдений усваиваются в моделях атмосферы и океана с целью получения начальных и/или граничных условий, функций источников (форсингов) или параметров модели для последующего моделирования и прогноза [Sasaki, 1958; Lions, 1968; Пененко и Образцов, 1976; Пененко, 1981; Le Dimet and Talagrand, 1986; Marchuk, 1995; Агошков, 2003; Morgensen et al., 2009; Asch et al., 2016; Zalesny et al., 2016; Fletcher, 2017; Carrassi et al., 2018; Shutyayev, 2019; Zalesny et al., 2019].

При рассмотрении задач вариационного усвоения данных наблюдений важную роль играет анализ чувствительности оптимального решения и его функционалов по отношению к входным данным [Le Dimet et al., 1997; Le Dimet et al., 2002; Le Dimet, Shutyayev, 2005; Daescu, 2008; Gejadze

et al., 2008; Gejadze et al., 2010; Chen et al., 2013; Cioaca et al., 2013; Gejadze et al., 2013; Агошков и др., 2013; Шутяев и др., 2019; Gualtieri et al., 2022; Shapiro et al., 2023; Shutyayev et al., 2023].

Для понимания и учета неопределенностей при предсказании процессов в океане важным является исследование чувствительности характеристик модели, полученных после усвоения, к ошибкам данных наблюдений. Морские характеристики представляют интерес в виде функций отклика, зависящих от переменных модели: температуры, солёности и др. В работе [Shutyayev et al., 2023] проведено исследование чувствительности функций отклика от решения задачи вариационного усвоения данных с целью восстановления потоков тепла на поверхности моря при использовании ковариационных матриц ошибок данных наблюдений и ошибок начального приближения. Настоящая работа обобщает результаты работы [Shutyayev et al., 2023] на случай задачи вариационного усвоения данных при одновременном восстановлении начального состояния и потока тепла для модели термодинамики моря. Исследована чувствительность функций отклика от решения задачи по отношению к ошибкам данных наблюдений, разработан алгоритм вычисления градиента функции отклика через гессиан функции стоимости и приведены результаты численных экспе-

риментов для модели динамики Черного моря [Zalesny et al., 2012], разработанной в ИВМ РАН.

1. ВАРИАЦИОННОЕ УСВОЕНИЕ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ДЛЯ МОДЕЛИ ТЕРМОДИНАМИКИ МОРЯ

Модель термодинамики моря является частью модели общей циркуляции океана INMOM [Дианский и др., 2002; Zalesny et al., 2020], разработанной в ИВМ РАН. Модель INMOM описывается системой примитивных уравнений [Марчук, Дымников и Залесный, 1987; Марчук и Залесный, 2012] и включает следующее уравнение для температуры:

$$\begin{aligned} T_t + (\bar{U}, \text{Grad})T - \text{Div}(\hat{a}_T \text{Grad}T) &= \\ = f_T \text{ в } D \times (0, \bar{t}), \quad T = T_0 \text{ при } t = 0 \text{ в } D, \\ -\nu_T \frac{\partial T}{\partial z} = Q \text{ на } \Gamma_S \times (0, \bar{t}), \\ \bar{U}_n^{(-)} T + \frac{\partial T}{\partial N_T} = \bar{U}_n^{(-)} d_T + Q_T \text{ на } \Gamma_{w,op} \times (0, \bar{t}), \\ \frac{\partial T}{\partial N_T} = 0 \text{ на } \Gamma_{w,c} \times (0, \bar{t}), \\ \frac{\partial T}{\partial N_T} = 0 \text{ на } \Gamma_H \times (0, \bar{t}), \end{aligned} \quad (1.1)$$

где $T = T(x, y, z, t)$ – неизвестная функция температуры, $t \in (0, \bar{t})$, $(x, y, z) \in D = \Omega \times (0, H)$, $\Omega \subset \mathbb{R}^2$, $H = H(x, y)$ – функция рельефа дна, $Q = Q(x, y, t)$ – суммарный приток тепла, $\bar{U} = (u, v, w)$, $\hat{a}_T = \text{diag}((a_T)_{ii})$, $(a_T)_{11} = (a_T)_{22} = \mu_T$, $(a_T)_{33} = \nu_T$, $f_T = f_T(x, y, z, t)$ – заданные функции. Здесь $\bar{U}_n^{(-)} = (|\bar{U}_n| - \bar{U}_n)/2$, где \bar{U}_n – нормальная компонента вектора скорости. Скорости u, v, w зависят в общем случае от пространства и времени. Граница области $\Gamma \equiv \partial D$ представляется как объединение четырех непересекающихся частей $\Gamma_S, \Gamma_{w,op}, \Gamma_{w,c}, \Gamma_H$, где $\Gamma_S = \Omega$ (невозмущенная поверхность моря), $\Gamma_{w,op}$ – жидкая (открытая) часть вертикальной боковой границы, $\Gamma_{w,c}$ – твердая часть вертикальной боковой границы, Γ_H – дно моря. Другие обозначения и детальное описание постановки задачи можно найти в работах [Agoshkov et al., 2007; Агошков, Пармузин и Шутяев, 2008; Zalesny et al., 2012].

Для краткости будем записывать систему (1.1) в форме операторного уравнения

$$T_t + LT = F + BQ, \quad t \in (0, \bar{t}), \quad T = T_0 \text{ при } t = 0, \quad (1.2)$$

которое понимается в обобщенном смысле:

$$\begin{aligned} (T_t, \hat{T}) + (LT, \hat{T}) &= F(\hat{T}) + (BQ, \hat{T}), \\ \forall \hat{T} \in W_2^1(D), \end{aligned} \quad (1.3)$$

где операторы L, F, B определяются интегральными соотношениями:

$$\begin{aligned} (LT, \hat{T}) &= \int_D (-T \text{Div}(\bar{U} \hat{T})) dD + \int_{\Gamma_{w,op}} \bar{U}_n^{(+)} T \hat{T} d\Gamma + \\ &+ \int_D \hat{a}_T \text{Grad}(T) \text{Grad}(\hat{T}) dD, \\ F(\hat{T}) &= \int_{\Gamma_{w,op}} Q_T \hat{T} d\Gamma + \int_D f_T \hat{T} dD, \\ \bar{U}_n^{(+)} &= (|\bar{U}_n| + \bar{U}_n)/2, \\ (BQ, \hat{T}) &= \int_{\Omega} Q \hat{T}|_{z=0} d\Omega, \quad (T_t, \hat{T}) = \int_D T_t \hat{T} dD, \end{aligned}$$

при этом функции \hat{a}_T, Q_T, f_T, Q таковы, что равенство (1.3) имеет смысл. Отметим, что правая часть уравнения (1.3) включает слагаемое BQ , которое определяется через граничную функцию Q из (1.1).

Рассмотрим задачу об усвоении данных о температуре поверхности моря, следуя [Агошков и др., 2008; Le Dimet et al., 2016].

Предположим, что в задаче (1.1) функции $T_0 \in L_2(D)$ и $Q \in L_2(\Omega \times (0, \bar{t}))$ не известны. Пусть задана функция данных наблюдений $T_{obs}(x, y, t) \in L_2(\Omega \times (0, \bar{t}))$, которая по своему физическому смыслу есть приближение к функции поверхностной температуры на Ω , т.е. к $T|_{z=0}$. Считаем, что $T_{obs} \in L_2(\Omega \times (0, \bar{t}))$. Часто возникает случай, когда T_{obs} имеется лишь на некотором подмножестве из $\Omega \times (0, \bar{t})$, характеристическую функцию которого обозначим через m_0 .

Будем предполагать, что данные наблюдений T_{obs} заданы с ошибками, а именно:

$$T_{obs} = m_0 T^t|_{z=0} + \xi_{obs},$$

где T^t – точное решение задачи (1.1) при некотором $Q = Q^t$, а $\xi_{obs} \in Y_{obs} = L_2(\Omega \times (0, \bar{t}))$ рассматривается как ошибка наблюдений в пространстве наблюдений Y_{obs} . Предполагается, что ошибки ξ_{obs} случайные и распределены по нормальному закону (гауссовские) с нулевым математическим ожиданием и ковариационным оператором $\mathcal{R} = E[(\cdot, \xi_{obs}) \xi_{obs}]$, где E – математическое ожидание. В дальнейшем мы будем предполагать, что \mathcal{R} положительно определен и, значит, обратим.

Рассмотрим следующую вариационную задачу: найти T, T_0 и Q , такие что

$$\begin{cases} T_t + LT = F + BQ, & t \in (0, \bar{t}), \\ T = T_0 & \text{при } t = 0, \\ J(T_0, Q) = \inf_{\tilde{T}_0, \tilde{Q}} J(\tilde{T}_0, \tilde{Q}), \end{cases} \quad (1.4)$$

где

$$\begin{aligned} J(T_0, Q) &= \frac{\alpha}{2} \int_D (T_0 - T^{(0)})^2 dD + \\ &+ \frac{1}{2} \int_0^{\bar{t}} \int_{\Omega} (Q - Q^{(0)}) \mathfrak{B}^{-1} (Q - Q^{(0)}) d\Omega dt + \\ &+ \frac{1}{2} \int_0^{\bar{t}} \int_{\Omega} (m_0 T - T_{obs}) \mathfrak{R}^{-1} (m_0 T - T_{obs}) d\Omega dt, \end{aligned}$$

$T^{(0)} = T^{(0)}(x, y, z)$, $Q^{(0)} = Q^{(0)}(x, y, t)$ – заданные функции, $\alpha = \text{const} > 0$, \mathfrak{B} – ковариационный оператор ошибок входных данных о потоке тепла.

Функция $Q^{(0)}$ обычно выбирается в качестве начального приближения для неизвестного потока Q (так называемый “фондовый поток” или среднеклиматический поток). Цель вариационного усвоения данных – используя $T^{(0)}, Q^{(0)}$, найти лучшие оценки для T_0, Q , которые приводят к решению, минимально отклоняющемуся от наблюдений, и не вызывают шокового эффекта при дальнейшем моделировании и прогнозе.

Слагаемые с параметром α и с весовым оператором \mathfrak{B}^{-1} играют роль регуляризации по Тихонову [Тихонов, 1963], они считаются заданными при рассмотрении задачи. Если оператор \mathfrak{B} положительно определен, то при $\alpha > 0$ поставленная задача вариационного усвоения данных имеет единственное решение. Существование оптимального решения следует из классических результатов теории экстремальных задач [Lions, 1968], так как можно показать, что решение задачи (1.2) непрерывно зависит от начального состояния T_0 и потока Q .

Необходимое условие оптимальности $\text{grad}J = 0$, которое определяет решение сформулированной задачи вариационного усвоения данных, приводит к системе оптимальности [Lions, 1968], включающей (1.2) и сопряженную задачу с дополнительными граничными условиями по пространству и времени:

$$-(T^*)_t + L^* T^* = B \mathfrak{R}^{-1} (m_0 T - T_{obs}), \quad (1.5)$$

$$t \in (0, \bar{t}), \quad T^* = 0 \text{ при } t = \bar{t},$$

$$\alpha (T_0 - T^{(0)}) + T^* = 0 \text{ при } t = 0 \text{ в } D, \quad (1.6)$$

$$\mathfrak{B}^{-1} (Q - Q^{(0)}) + T^* = 0 \text{ на } \Omega \times (0, \bar{t}), \quad (1.7)$$

где L^* – оператор, сопряженный к L . Последние два уравнения в этой системе означают, что градиент функции стоимости $J(T_0, Q)$ по отношению к начальному состоянию T_0 и потоку тепла Q обращается в нуль. Неизвестными в (1.2), (1.5)–(1.7) являются функции T, T^*, T_0 и Q .

Для решения системы оптимальности (1.2), (1.5)–(1.7) мы рассмотрим итерационный алгоритм вида:

$$\begin{aligned} T_t^k + LT^k &= F + BQ^k, & t \in (0, \bar{t}), \\ T^k &= T_0^k & \text{при } t = 0, \end{aligned} \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned} -\left(T^{*k}\right)_t + L^* T^{*k} &= B \mathfrak{R}^{-1} (m_0 T^k - T_{obs}), \\ t \in (0, \bar{t}), \quad T^{*k} &= 0 \text{ при } t = \bar{t}, \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned} T_0^{k+1} &= T_0^k - \tau_k \left(\alpha (T_0^k - T^{(0)}) + T^{*k} \right) \\ &\text{при } t = 0 \text{ в } D, \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\begin{aligned} Q^{k+1} &= Q^k - \tau_k \left(\mathfrak{B}^{-1} (Q^k - Q^{(0)}) + T^{*k} \right) \\ &\text{на } \Omega \times (0, \bar{t}), \end{aligned} \quad (1.11)$$

где τ_k – итерационные параметры, T^k, T^{*k}, T_0^k, Q^k – итерационные последовательности, k – номер итерации, $k = 1, 2, \dots$. Такие итерационные алгоритмы исследовались и применялись в работах [Marchuk, 1995; Марчук и Залесный, 2012; Шутяев, 2001].

2. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К ОШИБКАМ НАБЛЮДЕНИЙ

Рассмотрим функцию отклика $G(T)$, зависящую от T , которая предполагается вещественнозначной и может рассматриваться как функционал на $X = L_2(D \times (0, \bar{t}))$. Нас интересует чувствительность функции отклика $G(T)$ к данным наблюдений T_{obs} при условии, что T получена после вариационного усвоения из системы оптимальности (1.2), (1.5)–(1.7). Как известно [Marchuk, 1995; Casuci, 1981], чувствительность функционала определяется градиентом по T_{obs} , который является производной Гато:

$$\frac{dG}{dT_{obs}} = \frac{\partial G}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial T_{obs}}. \quad (2.1)$$

Обозначим через δT_{obs} вариацию функции T_{obs} . Из (1.2), (1.5)–(1.7) выводим систему оптимальности для вариаций:

$$\delta T_t + L\delta T = B\delta Q, \quad (2.2)$$

$$t \in (0, \bar{t}), \quad \delta T = \delta T_0 \text{ при } t = 0,$$

$$-(\delta T^*)_t + L^*\delta T^* = B\mathcal{R}^{-1}(m_0\delta T - \delta T_{obs}), \quad (2.3)$$

$$t \in (0, \bar{t}), \quad \delta T^* = 0 \text{ при } t = \bar{t},$$

$$\alpha\delta T_0 + \delta T^* = 0 \text{ при } t = 0 \text{ в } D, \quad (2.4)$$

$$\mathcal{B}^{-1}\delta Q + \delta T^* = 0 \text{ на } \Omega(0, \bar{t}). \quad (2.5)$$

В (2.2)–(2.5) отсутствуют функции $T^{(0)}, Q^{(0)}$, которые исчезают при дифференцировании системы (1.2), (1.5)–(1.7).

Нетрудно видеть [Шутяев, 2001], что система (2.2)–(2.5) эквивалентна уравнению для вариации оптимального решения $\delta\Theta = (\delta T_0, \delta Q)^T$:

$$\mathcal{H}\delta\Theta = \Theta^*, \quad (2.6)$$

где \mathcal{H} – гессиан функционала стоимости $J(T_0, Q)$, $\Theta^* = (\theta^*|_{t=0}, \theta^*|_{z=0})^T$, а θ^* – решение сопряженной задачи

$$-(\theta^*)_t + L^*\theta^* = B\mathcal{R}^{-1}\delta T_{obs}, \quad t \in (0, \bar{t}), \quad (2.7)$$

$$\theta^* = 0 \text{ при } t = \bar{t}.$$

Из (2.6)

$$\delta\Theta = \mathcal{H}^{-1}\Theta^*. \quad (2.8)$$

Формула (2.8) дает в явном виде выражение для вариаций оптимального решения $\delta T_0, \delta Q$ через вариацию функции данных наблюдений δT_{obs} , которая входит через Θ^* в правую часть (2.8). Уравнение вида (2.8) может быть положено в основу исследования чувствительности оптимального решения и его функционалов к ошибкам данных наблюдений.

Рассмотрим значение градиента (2.1) на вариации δT_{obs} :

$$\left(\frac{dG}{dT_{obs}}, \delta T_{obs} \right) = \left(\frac{\partial G}{\partial T}, \delta T \right), \quad (2.9)$$

где $\delta T = \frac{\partial T}{\partial T_{obs}} \delta T_{obs}$ – решение системы (2.2)–(2.5). Поскольку

$$\left(\frac{\partial G}{\partial T}, \delta T \right) = (\phi^*|_{t=0}, \delta T_0) + (\phi^*|_{z=0}, \delta Q), \quad (2.10)$$

где ϕ^* – решение сопряженной задачи

$$-(\phi^*)_t + L^*\phi^* = \frac{\partial G}{\partial T}, \quad (2.11)$$

$$t \in (0, \bar{t}), \quad \phi^* = 0 \text{ при } t = \bar{t},$$

то в силу (2.8) получаем

$$\left(\frac{dG}{dT_{obs}}, \delta T_{obs} \right) = (m_0\mathcal{R}^{-1}\delta T|_{z=0}, \delta T_{obs}), \quad (2.12)$$

где δT – решение (2.2). Таким образом, градиент определяется по формуле

$$\frac{dG}{dT_{obs}} = m_0\mathcal{R}^{-1}\delta T|_{z=0}. \quad (2.13)$$

Приходим к алгоритму вычисления градиента функции отклика модельного решения:

- 1) решаем сопряженную задачу (2.11) и полагаем $\mathcal{F} = (\phi^*|_{t=0}, \phi^*|_{z=0})^T$,
- 2) решаем уравнение с гессианом $\mathcal{H}\delta\Theta = \mathcal{F}$ и определяем $\delta\Theta = (\delta T_0, \delta Q)^T$,
- 3) решаем прямую задачу (2.2) и определяем δT ,
- 4) вычисляем градиент по формуле (2.13).

Сформулированный алгоритм использовался при численных расчетах для оценки чувствительности функций отклика, связанных с температурой после вариационного усвоения, по отношению к ошибкам данных наблюдений T_{obs} .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для численных экспериментов использовалась трехмерная численная модель гидротермодинамики Черного моря, разработанная в ИВМ РАН на основе метода расщепления [Zalesny et al., 2012] и дополненная процедурой усвоения температуры поверхности моря (ТПМ) для восстановления начального состояния T_0 и тепловых потоков Q с учетом ковариационных матриц ошибок наблюдений и ошибок данных о потоке тепла.

Параметры рассматриваемой области Черного моря и ее географические координаты можно описать следующим образом: σ -сетка $306 \times 200 \times 27$ (широта, долгота и глубина соответственно). Первая точка "сетки С" [Дианский и др., 2002] имеет координаты 26.65° E и 40.15° N . Шаги сетки по x и y постоянны и равны $0,05$ и $0,036$ градуса соответственно. Шаг по времени равен $\Delta t = 2.5$ мин. На рис. 1 представлена расчетная область с топографией Черного моря.

В качестве данных наблюдений T_{obs} в данном эксперименте были выбраны данные ТПМ спектрометра MODIS на спутнике Aqua, предоставленные спутниковой службой 'See the Sea', входящей в состав ЦКП "ИКИ Мониторинг" [Луян и др., 2012]. Данные ТПМ были пересчитаны на сетку численной модели [Захарова, 2016].

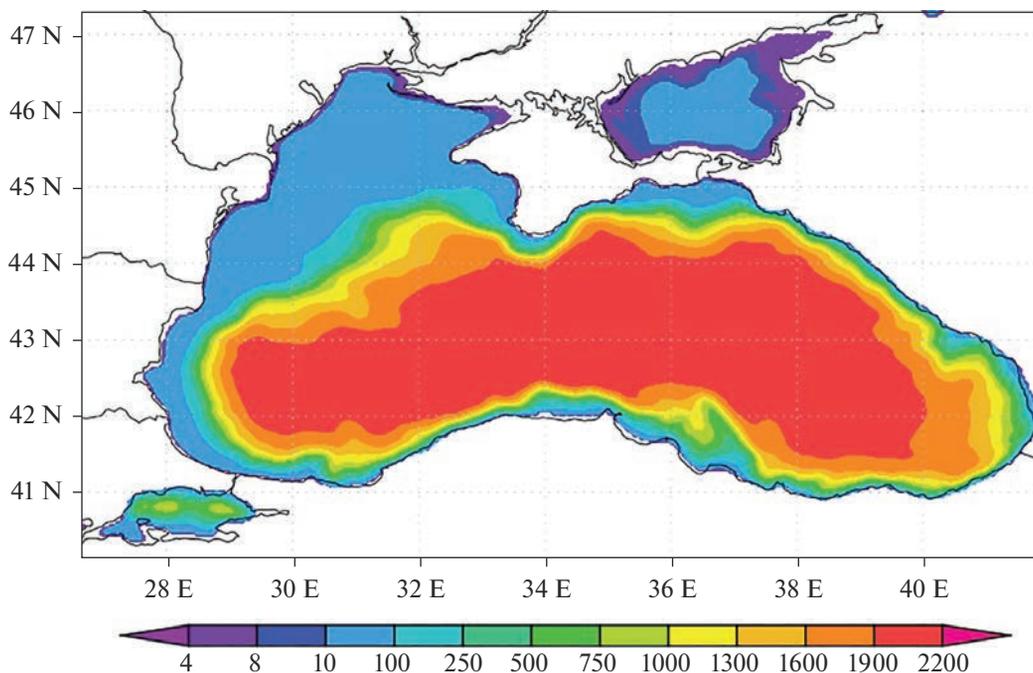


Рис. 1. Расчетная область и топография Черного моря (м). (а)

Значения среднего климатического теплового потока $Q^{(0)}$ использовались в процедуре усвоения данных в качестве начального приближения. Поток тепла на поверхности моря рассчитан по данным реанализа Era 5 за период с 1979 по 2021 гг. [Hersbach et al., 2020]. По данным за 1979–2021 гг. рассчитаны средние значения и дисперсии теплового потока по дневным и ночным данным для каждого дня года. Полученные дисперсии представляют собой диагональные элементы ковариационной матрицы ошибок бэкграунда \mathcal{B} . Аналогичным образом [Агошков и др., 2019] на основе данных ТПМ сервиса Copernicus (data.marine.copernicus.eu) за период с 1982 по 2019 гг. рассчитывались элементы ковариационной матрицы ошибок данных наблюдений \mathcal{R} .

С использованием модели гидротермодинамики Черного моря, дополненной процедурой усвоения температуры поверхности T_{obs} , были проведены численные расчеты на исследуемой акватории. Алгоритм усвоения работал лишь в некоторые моменты времени t_k , при этом $\bar{t} = t_{k+1} = t_k + \Delta t$. При реализации процедуры усвоения на одном шаге по времени (t_k, t_{k+1}) рассматривалась система вида (1.2), (1.5)–(1.7) с диагональными ковариационными матрицами \mathcal{B} и \mathcal{R} . На каждом из таких шагов был проведен расчет чувствительности функции отклика $G(T)$ к ошибкам данным наблюдений согласно алгоритму из раздела 2.

В численных расчетах, следуя [Shutyaev et al., 2023], рассматривалась функция отклика вида

$$G(T) = \frac{1}{\tau} \int_{t_1 - \tau}^{t_1} dt \left(\frac{1}{\text{mes } \omega} \int_{\omega} T(x, y, 0, t) d\Omega \right), \quad (3.1)$$

которая определяет среднюю температуру в избранной акватории моря ω при $z = 0$ в интервале $t_1 - \tau \leq t \leq t_1$, где $\text{mes } \omega$ означает площадь района ω .

На рис. 2 представлены диагональные элементы матриц \mathcal{B} (рис. 2а) и \mathcal{R} (рис. 2б), используемые в эксперименте. На рис. 3а приведены данные наблюдений, полученные со спутника Aqua, на 1 июля 2021 года 11 часов 00 мин. Заметим, что пробелы на графике показывают области акватории с отсутствием данных. Пример потока тепла на 1 июля 2021 года приведен на рис. 3б.

Разработанный алгоритм позволяет определять области наибольшего градиента функции отклика как средней по интервалу температуры поверхности океана для избранного района, полученной в результате процедуры усвоения. Результаты расчета градиента функции отклика (3.1) по отношению к ошибкам данным наблюдений согласно алгоритму для 1 июля 2021 года приведены на рис. 4. Из рис. 4 видно, что мелководные северо-западная и западная части Черного моря наиболее чувствительны к этим ошибкам с максимальным значением градиента 5.0×10^{-3} . Отметим, что область, близкая к побережью южной части Черно-

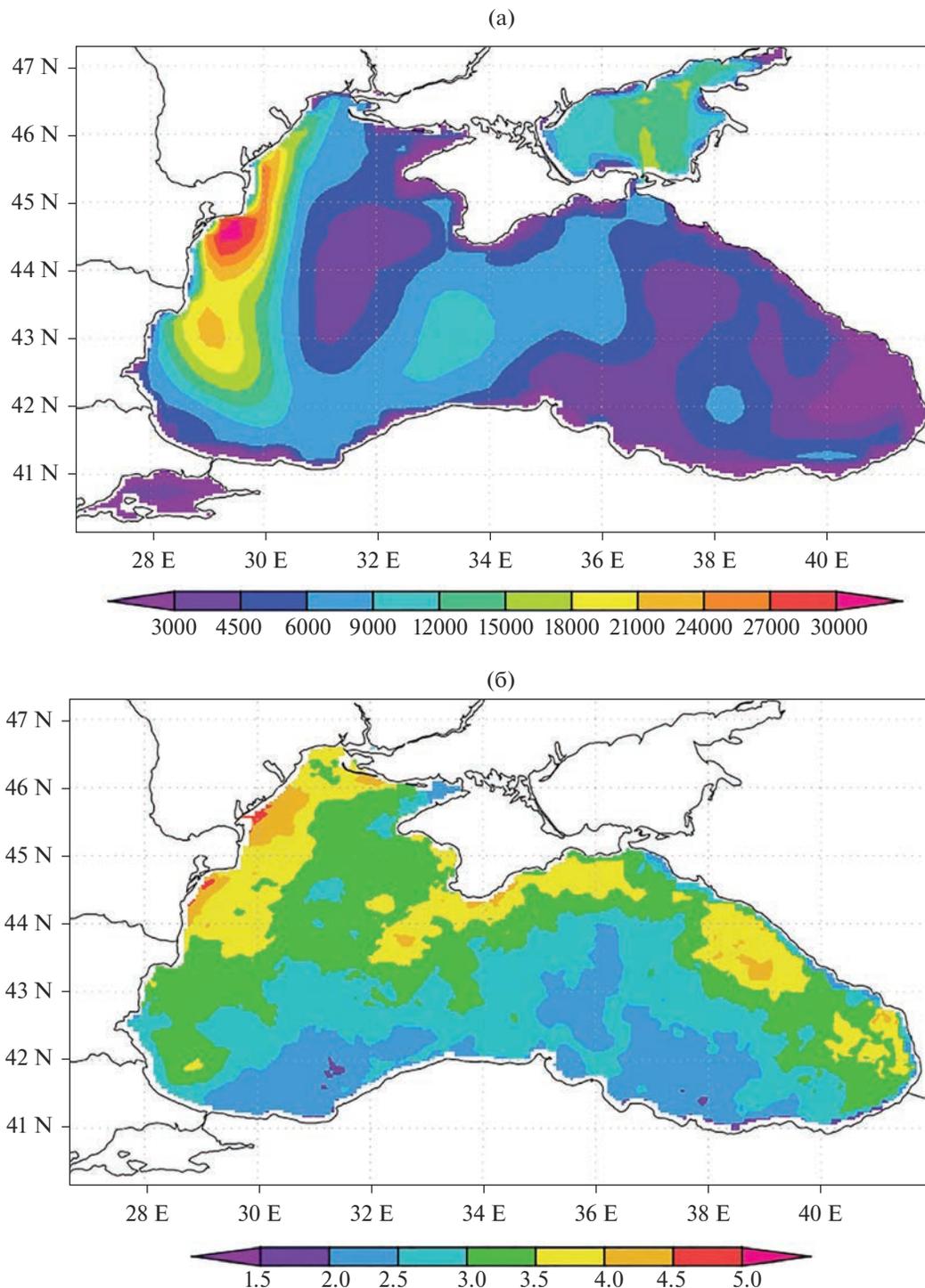


Рис. 2. Значения диагональных элементов матриц \mathcal{B} и \mathcal{R} в численном эксперименте. Диагональные элементы матрицы \mathcal{B} . (б) Диагональные элементы матрицы \mathcal{R} .

го моря, также чувствительна к ошибкам данных наблюдений. Центральная часть Черного моря, характеризующаяся наибольшей глубиной, согласно проведенным расчетам, является, наоборот, наименее чувствительной областью. Здесь значения градиента функции отклика менее 5.0×10^{-5} , т.е. на 2

порядка меньше, чем в областях с большей чувствительностью.

Эти результаты подтверждаются прямыми вычислениями функции отклика $G(T)$ в соответствии с (3.1), полученного после вариационного усвоения, путем введения возмущений в

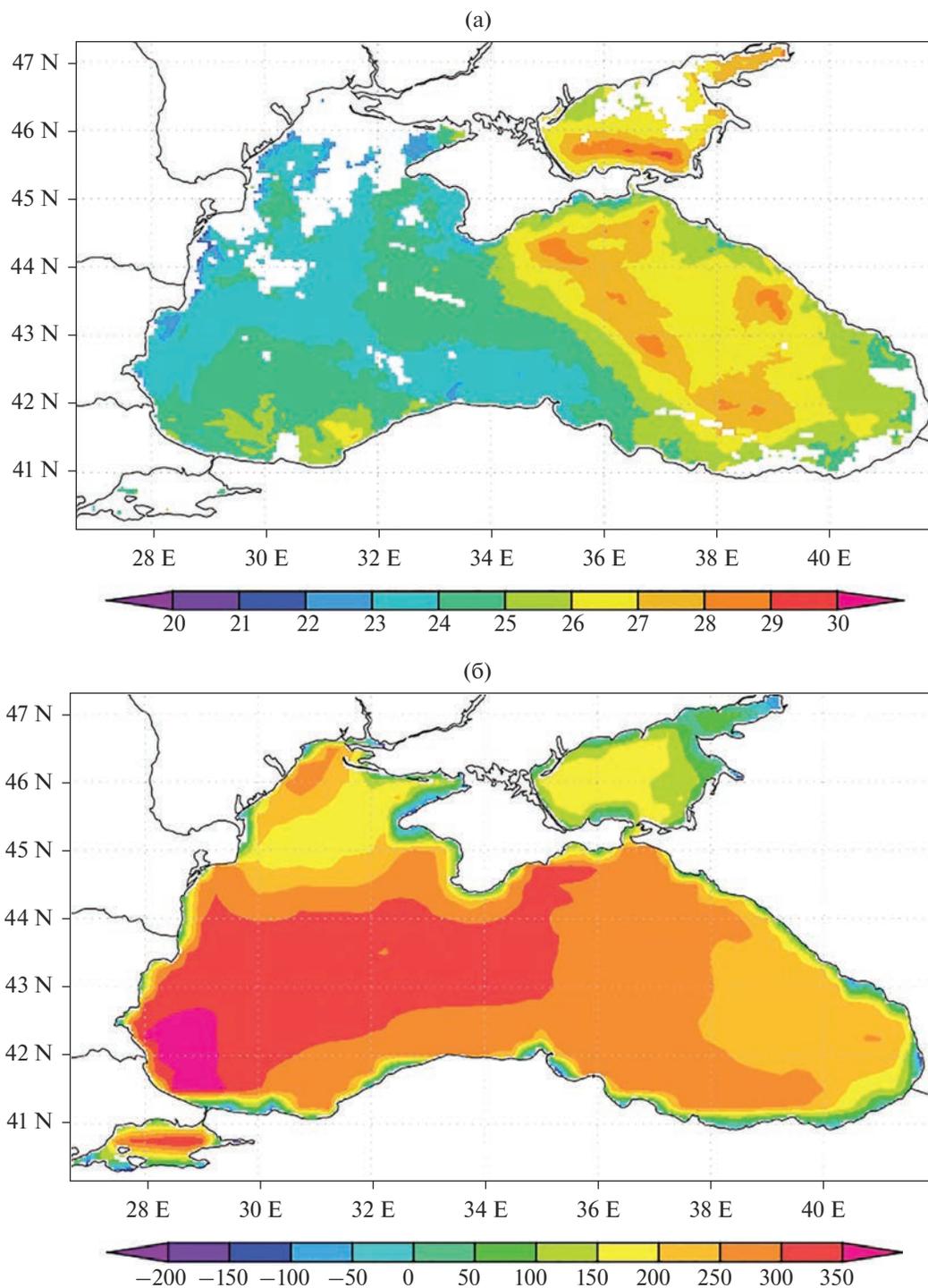


Рис. 3. Данные, используемые при расчетах. (а) Температура поверхности моря, °С. (б) Поток тепла на поверхности, Вт/м².

данные наблюдений T_{obs} , следуя работе [Le Dimet et al., 2016].

Таким образом, предложенный алгоритм позволяет оценивать чувствительность функций отклика, связанных с температурой поверхности моря после вариационного усвоения, по отношению

к ошибкам данных наблюдений в случае, когда значения этих ошибок заранее не известны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведено исследование чувствительности морских характеристик как

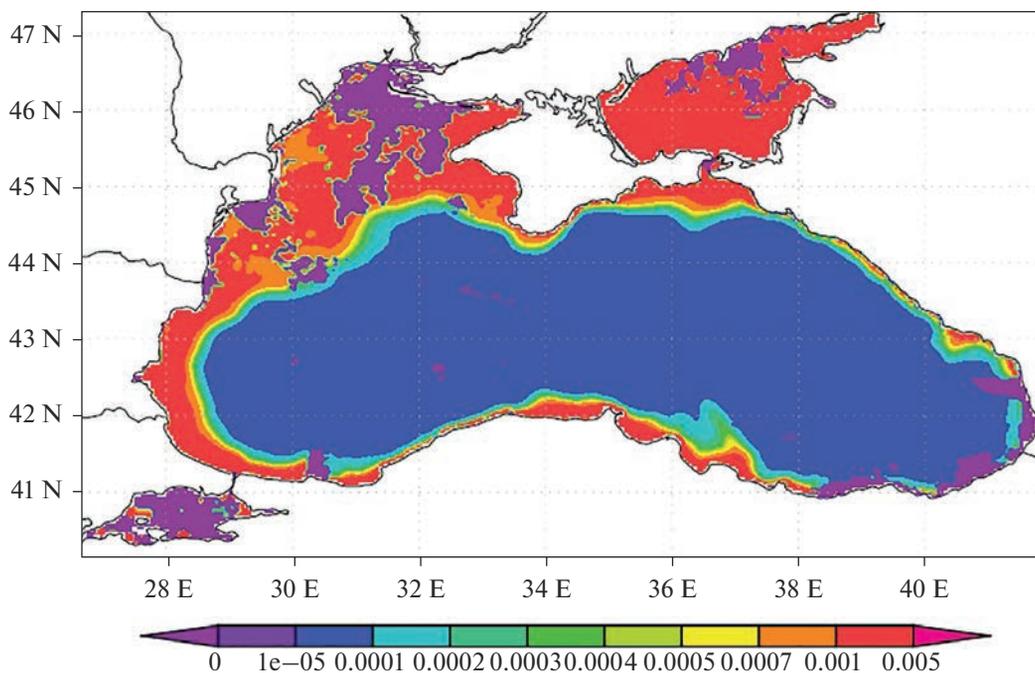


Рис. 4. Градиент функции отклика $G(T)$.

функций отклика от решения задачи вариационного усвоения к данным наблюдений для модели термодинамики Черного моря с целью одновременного восстановления начального состояния и потоков тепла. Разработан алгоритм оценки чувствительности модельного решения к ошибкам данных наблюдений. Суть алгоритма состоит в вычислении градиента функции отклика модельного решения и сводится к однократному решению прямой и сопряженной задач и уравнения с гессианом функционала стоимости. Алгоритм применен для модели термодинамики Черного моря, разработанной в ИВМ РАН. Результаты расчета показали, что средняя температура поверхности в мелководных северо-западной и западной частях Черного моря наиболее чувствительна к ошибкам наблюдений. Центральная часть Черного моря, характеризующаяся наибольшей глубиной, согласно проведенным расчетам, является, наоборот, наименее чувствительной областью. Разработанный алгоритм позволяет вычислять градиенты функций отклика, полученных в ходе усвоения, по отношению к данным наблюдений о температуре поверхности моря. Методология оценки градиентов функций отклика может быть использована в проблеме оптимального размещения сенсоров и станций наблюдений для решения практических задач вариационного усвоения данных, важных для мониторинга состояния морской среды и климата.

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания, которые позволили улучшить пред-

ставление результатов и изложение материала в статье.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда: проект 19-71-20035 (исследования в разделах 1 и 3) и проект 20-11-20057 (исследования в разделе 2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Агошков В.И.* Методы оптимального управления и сопряженных уравнений в задачах математической физики. М.: ИВМ РАН, 2003.
- Агошков В.И., Пармузин Е.И., Шутяев В.П.* Численный алгоритм вариационной ассимиляции данных наблюдений о температуре поверхности океана // Журн. вычисл. матем. и матем. физ. 2008. Т. 48. № 8. С. 1371–1391.
- Агошков В.И., Пармузин Е.И., Шутяев В.П.* Ассимиляция данных наблюдений в задаче циркуляции Черного моря и анализ чувствительности ее решения // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 6. С. 643–654.
- Агошков В.И., Шутяев В.П., Пармузин Е.И., Захарова Н.Б., Шелопут Т.О., Лезина Н.Р.* Вариационная ассимиляция данных наблюдений в математической модели динамики Черного моря // Морской гидрофизический журн. 2019. Т. 35. № 6. С. 585–599.
- Дианский Н.А., Багно А.В., Залесный В.Б.* Сигма-модель глобальной циркуляции океана и ее чувствительность к вариациям напряжения трения ветра // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. № 4. С. 537–556.
- Захарова Н.Б.* Верификация данных наблюдений о температуре поверхности моря // Современные

- проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2016. Т. 13. № 3. С. 106–113.
- Луян Е.А., Матвеев А.А., Уваров И.А., Бочарова Т.Ю., Лаврова О.Ю., Митягина М.И. Спутниковый сервис See the Sea – инструмент для изучения процессов и явлений на поверхности океана // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2012. Т. 9. № 2. С. 251–261.
- Марчук Г.И., Дымников В.П., Залесный В.Б. Математические модели в геофизической гидродинамике и численные методы их реализации. Л.: Гидрометеоиздат, 1987.
- Марчук Г.И., Залесный В.Б. Моделирование циркуляции мирового океана с четырехмерной вариационной ассимиляцией полей температуры и солёности // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 1. С. 21–36.
- Пененко В.В., Образцов Н.Н. Вариационный метод согласования полей метеорологических элементов // Метеорология и гидрология. 1976. № 11. С. 1–11.
- Пененко В.В. Методы численного моделирования атмосферных процессов. Л.: Гидрометеоиздат, 1981.
- Тихонов А.Н. О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации // ДАН СССР. 1963. Т. 151. № 3. С. 501–504.
- Шутяев В.П. Операторы управления и итерационные алгоритмы в задачах вариационного усвоения данных. М.: Наука, 2001.
- Шутяев В.П., Ле Диме Ф. Чувствительность функционалов задач вариационного усвоения данных // ДАН. Математика. 2019. Т. 486. № 4. С. 421–425.
- Agoshkov V.I., Gusev A.V., Diansky N.A., Oleinikov R.V. An algorithm for the solution of the ocean hydrothermodynamics problem with variational assimilation of the sea level function data // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 2007. V. 22. № 2. P. 133–161.
- Asch, M.; Bocquet, M.; Nodet, M. Data Assimilation: Methods, Algorithms, and Applications; SIAM: Philadelphia, USA, 2016.
- Cacuci D.G. Sensitivity theory for nonlinear systems: II. Extensions to additional classes of responses // J. Math. Phys. 1981. V. 22. P. 2803–2812.
- Carrassi A., Bocquet M., Bertino L., Evensen G. Data assimilation in the geosciences: an overview of methods, issues, and perspectives // WIREs Clim. Change. 2018. V. 9. P. 1–80.
- Chen F., Shapiro G., Thain R. Sensitivity of Sea Surface Temperature Simulation by an Ocean Model to the Resolution of the Meteorological Forcing // Int. Sch. Res. Not. Oceanography. 2013. V. 2013. P. 215715.
- Cioaca A., Sandu A., de Sturler E. Efficient methods for computing observation impact in 4D-Var data assimilation // Comput. Geosci. 2013. V. 17. P. 975–990.
- Daescu D.N. On the sensitivity equations of four-dimensional variational (4D-Var) data assimilation // Mon. Weather Rev. 2008. V. 136. P. 3050–3065.
- Le Dimet F.X., Talagrand O. Variational algorithms for analysis and assimilation of meteorological observations: theoretical aspects // Tellus. 1986. V. 38A. P. 97–110.
- Le Dimet F.-X., Ngodock H. E., Luong B., Verron J. Sensitivity analysis in variational data assimilation // J. Meteorol. Soc. Japan. 1997. V. 75(1B). P. 245–255.
- Le Dimet F.-X., Navon I. M., Daescu D. N. Second-order information in data assimilation // Month. Wea. Rev. 2002. V. 130. № 3. P. 629–648.
- Le Dimet F.-X., Shutyaev V. On deterministic error analysis in variational data assimilation // Nonlinear Processes in Geophysics. 2005. V. 12. P. 481–490.
- Le Dimet F.-X., Shutyaev V., Parmuzin E. Sensitivity of functionals with respect to observations in variational data assimilation // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 2016. V. 31. № 2. P. 81–91.
- Fletcher S.J. Data Assimilation for the Geosciences: From Theory to Application; Elsevier: Amsterdam, the Netherlands, 2017.
- Gejadze I., Le Dimet F.-X., Shutyaev V.P. On analysis error covariances in variational data assimilation // SIAM J. Sci. Comput. 2008. V. 30. № 4. P. 1847–1874.
- Gejadze I., Le Dimet F.-X., Shutyaev V.P. On optimal solution error covariances in variational data assimilation problems // J. Comp. Phys. 2010. V. 229. P. 2159–2178.
- Gejadze I., Shutyaev V.P., Le Dimet F.-X. Analysis error covariance versus posterior covariance in variational data assimilation // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2013. V. 139. P. 1826–1841.
- Gualtieri G. Analysing the uncertainties of reanalysis data used for wind resource assessment: A critical review // Renew. Sustain. Energy Rev. 2022. V. 167. P. 112741.
- Hersbach H. et al. The ERA5 global reanalysis // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2020. V. 146. P. 1999–2049.
- Lions J.L. Contrôle optimal des syst'emes gouvern'es par des 'equations aux d'eriv'ees partielles. Paris: Dunod, 1968.
- Marchuk G.I. Adjoint Equations and Analysis of Complex Systems. Dordrecht: Kluwer, 1995.
- Mogensen K., Balmaseda M.A., Weaver A.T., Martin M., Vidard A. NEMOVAR: a variational data assimilation system for the NEMO ocean model // ECMWF Technical Memorandum. 2009. № 120.
- Sasaki Y.K. An objective analysis based on the variational method // J. Meteor. Soc. Japan. 1958. V. 36. P. 77–88.
- Shapiro G.I., Salim M. How efficient is model-to-model data assimilation at mitigating atmospheric forcing errors in a regional ocean model? // J. Mar. Sci. Eng. 2023. V. 11. № 5. P. 935.
- Shutyaev V.P. Methods for observation data assimilation in problems of physics of atmosphere and ocean // Izv. Atmos. Ocean. Phys. 2019. V. 55. P. 17–31.
- Shutyaev V., Zalesny V., Agoshkov V., Parmuzin E., Zakharova N. 4D-Var data assimilation and sensitivity of ocean model state variables to observation errors // J. Mar. Sci. Eng. 2023. V. 11. P. 1253.
- Zalesny V.B., Agoshkov V.I., Shutyaev V.P., Le Dimet F., Ivchenko B.O. Numerical modeling of ocean hydrodynamics with variational assimilation of observational data // Izv. Atmos. Ocean. Phys. 2016. V. 52. P. 431–442.
- Zalesny V., Agoshkov V., Shutyaev V., Parmuzin E., Zakharova N. Numerical modeling of marine circulation with 4D variational data assimilation // J. Mar. Sci. Eng. 2020. V. 8. № 503. P. 1–19.
- Zalesny V.B., Diansky N.A., Fomin V.V., Moshonkin S.N., Demyshev S.G. Numerical model of the circulation of the Black Sea and the Sea of Azov // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 2012. V. 27. № 1. P. 95–112.

Variational Data Assimilation for Ocean Thermodynamics Model and Sensitivity of Marine Characteristics to Observation Errors

V. P. Shutyaev^{1, *} and E. I. Parmuzin^{1, **}

¹*Marchuk Institute of Numerical mathematics Russian Academy of Sciences, Gubkin str., 8, Moscow, 119333 Russia*

**e-mail: victor.shutyaev@mail.ru*

***e-mail: e.parmuzin@inm.ras.ru*

The methodology of variational assimilation of observational data for the restoration of the initial state and heat fluxes for the mathematical model of sea thermodynamics is presented. An algorithm is developed for estimating the sensitivity of a model solution to errors in observational data. Calculation of the gradient of the response function of the model solution is based on the use of the Hessian of the cost functional. The results of numerical experiments for the Black Sea dynamics model developed at INM RAS are presented.

Keywords: variational data assimilation, optimal control, adjoint equation, covariance matrix, sensitivity, thermodynamics model