

ISSN 0002-3515

Том 59, Номер 5

Сентябрь - Октябрь 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 5, 2023

Анализ внутрисезонной изменчивости и предсказуемости атмосферных процессов регионального масштаба в умеренных широтах Северного полушария	
<i>Р. М. Вильфанд, И. А. Куликова, В. М. Хан, М. Е. Макарова</i>	525
Роль региональной атмосферной циркуляции в межгодовой изменчивости адвекции тепла в Северо-Европейский бассейн	
<i>Д. А. Яковлева, И. Л. Башмачников</i>	539
Изменчивость экстремальных температур воздуха и осадков в конце XX и в начале XXI веков в различных природных зонах Земли по данным реанализа ERA5	
<i>И. В. Железнова, Д. Ю. Гуцина</i>	549
Регулярные и хаотические колебания в геострофическом потоке с вертикальным сдвигом	
<i>М. В. Калашник, О. Г. Чхетиани</i>	560
Содержание CH ₄ , CO ₂ , CO и δ ¹³ C—CH ₄ в приземном воздухе по измерениям на станции ИФА им. А.М. Обухова РАН в Москве	
<i>Е. В. Березина, А. В. Васильева, К. Б. Моисеенко, Н. В. Панкратова, А. И. Скороход, И. Б. Беликов, В. А. Белоусов, А. Ю. Артамонов</i>	569
Вариации содержания стратосферного озона над г. Обнинск по данным лидарных и спутниковых измерений	
<i>В. А. Коршунов</i>	585
Электричество невозмущенного атмосферного пограничного слоя средних широт	
<i>С. В. Анисимов, К. В. Афиногенов, С. В. Галиченко, А. А. Прохорчук, Е. В. Климанова, А. С. Козьмина, А. В. Гурьев</i>	595
О механизме окисления диоксида серы в облачных каплях	
<i>А. Н. Ермаков, А. Е. Алоян, В. О. Арутюнян, Г. Б. Прончев</i>	612
Устойчивость вертикального распределения пылевого аэрозоля при слабых и умеренных ветрах	
<i>Е. А. Малиновская, О. Г. Чхетиани, Г. С. Голицын, В. А. Лебедев</i>	623
Анализ особенностей циркуляции вод в северной части черного моря для различных сезонов по результатам численного моделирования с усвоением данных гидрологических съемок 2016 г.	
<i>С. Г. Демышев, Н. А. Евстигнеева</i>	635
Диапикническое перемешивание и дифференциальная диффузия над континентальным склоном в северной части Японского моря в теплое полугодие	
<i>Д. В. Степанов, А. Г. Островский, А. Ю. Лазарюк</i>	649
Влияние слабой поверхностной пленки на возникновение и распространение ветровых волн в канале	
<i>Ю. Ю. Плаксина, А. В. Пуштаев, Н. А. Винниченко, А. В. Уваров</i>	661

Contents

Vol. 59, No. 5, 2023

An Analysis of Intra-Seasonal Variability and Predictability of Atmospheric Processes of Regional Scale in the Northern Hemisphere Mid-Latitudes	
<i>R. M. Vilfand, I. A. Kulikova, V. M. Khan, and M. E. Makarova</i>	525
The role of Regional Atmospheric Circulation in Interannual Variability of the Ocean Heat Advection in the Nordic Seas	
<i>D. A. Iakovleva and I. L. Bashmachnikov</i>	539
Variability of Extreme Air Temperatures and Precipitation in Different Natural Zones in Late XX and Early XXI Centuries According to ERA5 Reanalysis Data	
<i>I. V. Zheleznova and D. Y. Gushchina</i>	549
Regular and Chaotic Oscillations in a Geostrophic Flow with Vertical Shear	
<i>M. V. Kalashnik and O. G. Chkhetiani</i>	560
Near-Surface Air Content of CH ₄ , CO ₂ , CO and $\delta^{13}\text{C}$ —CH ₄ in Moscow According to <i>In Situ</i> Observations	
<i>E. V. Berezina, A. V. Vasileva, K. B. Moiseenko, N. V. Pankratova, A. I. Skorokhod, I. B. Belikov, V. A. Belousov, and A. Y. Artamonov</i>	569
Stratospheric Ozone Variations Over Obninsk from Data of Lidar and Satellite Measurements	
<i>V. A. Korshunov</i>	585
Electricity of the Undisturbed Atmospheric Boundary Layer of Middle Latitudes	
<i>S. V. Anisimov, K. V. Aphinogenov, S. V. Galichenko, A. A. Prokhorchuk, E. V. Klimanova, A. S. Kozmina, and A. V. Guriev</i>	595
On the Mechanism of Sulfur Dioxide Oxidation in Cloud Droplets	
<i>A. N. Yermakov, A. E. Aloyan, V. O. Arutyunyan, and G. B. Pronchev</i>	612
Stability of the Vertical Distribution of Dust Aerosol in Light and Moderate Winds	
<i>E. A. Malinovskaya, O. G. Chkhetiani, G. S. Golitsyn, and V. A. Lebedev</i>	623
Analysis of the Features of Water Circulation in the Northern Part of the Black Sea for Different Seasons on the Basis of the Results of Numerical Modeling with the Assimilation of the Data of Hydrological Surveys in 2016	
<i>S. G. Demyshev and N. A. Evstigneeva</i>	635
Diapycnal Mixing and Double Diffusion over the Continental Slope in the Northern Sea of Japan in the Warm Half-Year	
<i>D. V. Stepanov, A. G. Ostrovskii, and A. Yu. Lazaryuk</i>	649
Influence of the Weak Surface Film on Formation and Propagation of Wind Waves in a Channel	
<i>Yu. Yu. Plaksina, A. V. Pushtaev, N. A. Vinnichenko, and A. V. Uvarov</i>	661

УДК 551.5

АНАЛИЗ ВНУТРИСЕЗОННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ И ПРЕДСКАЗУЕМОСТИ АТМОСФЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ РЕГИОНАЛЬНОГО МАСШТАБА В УМЕРЕННЫХ ШИРОТАХ СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ

© 2023 г. Р. М. Вильфанд^{а, *}, И. А. Куликова^{а, **}, В. М. Хан^{а, b, c, ****}, М. Е. Макарова^{а, ***}

^аГидрометцентр России, Большой Предтеченский переулок, д. 13, строение 1, Москва, 123376 Россия

^бИФА им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия

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

*e-mail: romanvilfand@mail.ru

**e-mail: i.kulikova2009@yandex.ru

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

****e-mail: khan@mecom.ru

Поступила в редакцию 22.05.2023 г.

После доработки 01.06.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

Рассматриваются вопросы, связанные с внутрисезонной изменчивостью и предсказуемостью атмосферных процессов регионального масштаба на Северном полушарии. Для идентификации последних используются индексы циркуляции, характеризующие крупномасштабные моды атмосферной изменчивости. Дается оценка региональной внутрисезонной изменчивости атмосферных процессов в летний и зимний сезоны 1991–2020 гг. Исследование практической предсказуемости региональных атмосферных процессов проводится с использованием глобальной полулагранжевой модели, разработанной в ИВМ РАН совместно с Гидрометцентром России, а также реанализов Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды на недельных и месячных масштабах времени. Делается вывод, что за пределами первой прогностической недели качество детерминистических (средних по ансамблю) прогнозов резко падает. В зимнее время исключением является регион Тихоокеанского-североамериканского колебания, где полезный сигнал прослеживается не только для первой, но и второй прогностической недели. Использование вероятностных прогнозов позволяет увеличить временной интервал предсказуемости по сравнению с детерминистическим подходом от одной недели до месяца. Наибольшие погрешности отмечаются в прогнозах режимов циркуляции на западе Северной Атлантики и северной части Тихого океана, — в регионах наиболее значительной внутрисезонной изменчивости. Полученные результаты предполагается использовать в оперативной практике внутрисезонного прогнозирования Северо-Евразийского климатического центра (СЕАКЦ).

Ключевые слова: индексы циркуляции, моды атмосферной изменчивости, предсказуемость, внутрисезонные прогнозы

DOI: 10.31857/S0002351523050115, **EDN:** DJXTNI

1. ВВЕДЕНИЕ

Успехи в области гидродинамического моделирования процессов в атмосфере и океане, появление ансамблевых прогностических систем позволяют по-новому взглянуть на проблему долгосрочных прогнозов погоды, поставить вопрос о возможностях прогнозирования на внутрисезонных масштабах времени. Важную роль в развитии внутрисезонного прогнозирования сыграла ре-

ализация стартовавшего в 2013 г. под эгидой Всемирной метеорологической организации (ВМО) проекта по внутрисезонному прогнозированию S2S (Subseasonal to Seasonal Prediction Project). Заметим, что временной масштаб 7–30 дней является наиболее сложным для прогнозирования, поскольку роль начальных условий ослабевает, а влияние граничных условий (температуры поверхности океана, морского льда, снежного покрова и др.) еще не проявляется достаточно полным образом. Как отмечается в [Витар и др., 2019], в течение довольно длительного периода на фоне “неутешительных” прогнозов данный вре-

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.).

менной масштаб был “пустыней в области прогнозируемости”.

В основе ограничений на предсказуемость атмосферных процессов лежит, с одной стороны, несовершенство численных моделей и ошибки в начальных данных, с другой, неустойчивость и хаотическое поведение самой атмосферы. В широком смысле понятие предсказуемости ассоциируется с искусством составления прогноза в условиях неопределенности его результатов. Количественные оценки предсказуемости основываются на результатах интегрирования конкретной гидродинамической модели. При этом различают практическую и потенциальную предсказуемость. В первом случае, как правило, используются оценки качества прогнозов (например, коэффициент корреляции аномалий, среднее квадратическое отклонение и т.д.). Во втором случае предсказуемость оценивается безотносительно к данным наблюдений и характеризуется метриками, основанными на сравнении одной из прогностических реализаций ансамбля с остальными членами (такими, как например, отношение сигнала к шуму, среднее по ансамблю, разброс ансамбля, информационная энтропия и др.) [Younas et al., 2013].

Важную роль в контексте предсказуемости играют атмосферные процессы регионального масштаба, от характера которых во многом зависит качество прогнозов температуры и осадков. Результаты статистического анализа позволяют выделить физически интерпретируемые региональные моды циркуляции, идентифицируемые количественным образом с помощью индексов дальних связей. В разных исследованиях “дальние связи” определяются по-разному. В классической работе Уолласа и Гацлера [Wallace et al., 1981] на основе корреляционного анализа полей геопотенциала поверхности 500 гПа выделены 14 “центров действия”, объединенных в пять основных систем дальних связей (так называемых, телеконнекций). Сходные барические структуры определяются также с помощью других статистических процедур, например, на основе анализа длительных аномалий циркуляции [Lau, 1981; Dole et al., 1983], повернутых естественных ортогональных функций [Horel, 1981; Barnston et al., 1987; Richman, 1986], “типов главных колебаний” (Principal Oscillation Patterns, POPs) и “типов главных колебаний по ограниченному времени” (Finite-Time Principal Oscillation Patterns, FTPOPs) [Frederiksen et al., 2005]. Несмотря на разнообразие подходов к идентификации основных мод атмосферной изменчивости, индексы “дальних связей”, полученные с помощью различных статистических процедур, хорошо коррелируют друг с другом и отражают сходные эквивалентно-баротропные структуры. Каждый из этих индексов представляет определенные региональные особенности атмосферной циркуляции, характери-

зующиеся, главным образом, оппозицией меридиональности (зональности) для соответствующих крайних положительных (отрицательных) значений.

В данной работе с использованием индексов дальних связей, предложенных Уоллесом и Гацлером [Wallace et al., 1981], исследуются внутрисезонная изменчивость и предсказуемость атмосферной циркуляции в различных регионах северного полушария. На базе реанализов (ERA5) [Hersbach, 2020] Европейского центра среднесрочных прогнозов (ЕЦСПП) дается оценка региональной внутрисезонной изменчивости атмосферных процессов в летний и зимний сезоны 1991–2020 гг. Исследование практической предсказуемости региональных атмосферных процессов проводится с использованием оперативных прогнозов индексов, полученных с помощью глобальной полулагранжевой модели (ПЛАВ) ИВМ РАН и Гидрометцентра России. Показано, что за пределами первой прогностической недели качество детерминистических (средних по ансамблю) прогнозов резко падает. Использование ансамблей позволяет повысить качество прогнозов и расширить интервал предсказуемости до месяца. Полученные результаты могут быть полезными в оперативной практике внутрисезонного прогнозирования.

2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Следуя [Wallace et al., 1981], основными модами изменчивости атмосферной циркуляции в умеренных широтах Северного полушария будем считать: Восточно-атлантическое (EA – East Atlantic), Западно-атлантическое (WA – West Atlantic), Евразийское (EU – Eurasian), Западно-тихоокеанское (WP – West Pacific), Тихоокеанское-североамериканское (PNA – Pacific-North American) колебания. Важную роль в региональной изменчивости играют также Северо-атлантическое (NAO) и Полярное (POL) колебания (http://www.cpc.ncep.noaa.gov/products/precip/CWlink/daily_aoi_index/teleconnections.shtml). Индексы циркуляции (ИЦ) рассчитываются в суточной дискретности как отклонения от суточного климата с нормировкой на стандартные отклонения на основе полей геопотенциала поверхности 500 гПа (H500) отдельно для данных реанализа и гидродинамического моделирования. Методология расчетов ИЦ, идентифицирующих региональные моды атмосферной изменчивости, подробно изложена в [Киктев и др., 2015; Куликова и др., 2015].

На первом этапе исследовались особенности внутрисезонной изменчивости атмосферных процессов регионального масштаба. При этом использовались семь вышеуказанных ИЦ (EA, EU, NAO, PNA, POL, WA и WP), полученные на базе

реанализов ЕЦСПП (ERA5) средних суточных полей геопотенциала поверхности 500 гПа (H500) за период с 1991 по 2020 гг. (Copernicus (<https://cds.climate.copernicus.eu/cdsapp#!/home>)). Характеристикой внутрисезонной изменчивости служили средние сезонные абсолютные значения разности (diff) между средними суточными значениями ИЦ, рассчитанные отдельно для зимнего и летнего сезонов 1991–2020 гг.:

$$\text{diff} = \frac{1}{(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} |x_{i+1} - x_i|, \quad (1)$$

где x_i – среднее суточное значение индекса, N – число дней в летнем или зимнем сезоне. Оценка линейных климатических трендов проводилась с использованием критерия Манна-Кендалла [Руководство, 2011]. Отсутствие во временных рядах diff статистически значимых (при 5%-м уровне значимости) климатических трендов позволило избежать процедуры “детрендования”.

Статистический анализ временных рядов средних сезонных абсолютных разностей (diff) был выполнен на основе квартильного анализа [Тьюки, 1981; Wilks, 2011], позволяющего получить достаточно “полную картину” данных путем сопоставления “боксов и усов” распределений на фоне характеристик средних значений. При этом статистикой положения служила медиана распределения (median), статистикой разброса (spread) – внутриквартильный размах ($IQR = q_{0.75} - q_{0.25}$), где $q_{0.25}$ и $q_{0.75}$ – соответственно нижняя и верхняя квартили данного распределения. Для проверки предположения о нормальности распределения исходной величины в качестве дополнительной характеристики рассчитывался коэффициент асимметрии (sample skewness coefficient SSC). Для определения выбросов и экстремумов “сверху” и “снизу” значений исходного ряда выделялись два уровня экстремальности. К первому уровню относились значения ряда, находящиеся за пределами интервала ($UOF = q_{0.75} + 3IQR$, $LOF = q_{0.25} - 3IQR$), – соответственно нижние и верхние выбросы. Ко второму уровню относились значения ряда за пределами квартильного интервала ($UIF = q_{0.75} + 3IQR/2$, $LIF = q_{0.25} - 3IQR/2$), называемые обычно нижними и верхними экстремумами, или экстремальными величинами. В качестве дополнительных характеристик определялись максимальное (max) и минимальное (min) значения ряда, а также число выбросов (outL и outU) – значений исходного ряда, находящихся за пределами LOF и UOF уровней. Результаты статистического анализа представлялись как в табличном виде, так и в виде графиков.

Второй этап исследования связан с оценкой практической предсказуемости индексов циркуляции. При этом исходной информацией служили оперативные прогнозы среднесуточных полей

геопотенциала поверхности 500 гПа (H500) модели ПЛАВ [Толстых и др., 2010] на летний и зимний сезоны 2018–2021 гг., стартовавшие (на 46 суток) от различных начальных дат с недельным интервалом (80 начальных дат соответственно для летнего и зимнего сезонов, 20 членов ансамбля). Оценки качества детерминистических прогнозов (средних по ансамблю) индексов циркуляции рассчитывались для 6 временных интервалов в отдельности: 1, 2, 3, 4 недели (1–7, 8–14, 15–21, 22–28 суток соответственно) и два месячных интервала – месяц 1 (1–30 суток), месяц 2 (16–45 суток). В качестве эталонных полей, с которыми сравнивались результаты гидродинамического моделирования, использовались осредненные для тех же временных интервалов индексы, полученные на базе реанализов ЕЦСПП (ERA5) средних суточных полей геопотенциала поверхности 500 гПа (H500).

Сравнительный анализ индексов атмосферной циркуляции, полученных на основе фактических (reanalysis) и прогностических (forecast) данных, проводился на основе “диагностической” верификации [Murphy, 1994; Murphy et al., 1991; Murphy et al., 1987]. В отличие от традиционных подходов, ориентированных на отдельные скалярные меры соответствия между прогнозами и наблюдениями (например, среднеквадратическая ошибка или коэффициент корреляция), диагностическая верификация предполагает рассмотрение совместной функции распределения вероятностей прогнозов и наблюдений. Статистический анализ последней позволяет идентифицировать основные преимущества и недостатки методики прогноза в целом не только с точки зрения специалиста – метеоролога, но и конкретного пользователя и добиться получения максимального экономического эффекта при использовании прогнозов [Wilks, 2000; Wilks, 1997].

В общем виде совместная функция распределения вероятностей прогнозов f_i (“forecast”), $i = 1, \dots, I$ и наблюдений o_j (“reanalysis”), $j = 1, \dots, J$ выражается следующим образом:

$$p(f_i, o_j) = \Pr\{f_i \cap o_j\}, \quad (2)$$

где $\Pr$ – вероятность совместного выполнения ($\cap$ – пересечения) событий f_i и o_j ($F < f$ и $O < o$).

Данная функция представляется, как правило, в виде таблиц или матрицы размером $I \times J$, составленной из относительных частот прогнозов и наблюдений. Хотя (числовые) описательные статистики легче воспринимать в виде таблиц, общую форму распределения значений переменной лучше исследовать на графике. На практике обычно используются различные виды факторизации данной функции, позволяющие для наглядности и решения задач интерпретации реализовать графическое представление исходной ин-

формации. Одним из возможных примеров факторизации является подход, предложенный в работе [Murphy et al., 1987]. При этом совместная функция распределения вероятностей представляется в виде:

$$p(f_i, o_j) = p(o_j | f_i) p(f_i), \quad (3)$$

где $p(o_j | f_i)$ — условная плотность распределения вероятностей (“calibration” — “калибровка”), $p(f_i)$ — безусловная плотность распределения вероятностей (“refinement” — “уточнение”).

Результаты верификации в этом случае могут быть представлены с использованием графических портретов двух распределений $p(o_j | f_i)$ и $p(f_i)$, которые называются диаграммами надежности. Другими примерами приближения искомой двумерной плотности распределения вероятностей пар “прогноз” — “наблюдение” могут служить квантильные диаграммы и диаграммы рассеяния. Графики и диаграммы дают качественную, но более полную, информацию о распределении, которая не может быть полностью выражена каким-то одним численным показателем.

В качестве количественных характеристик качества дополнительно рассчитывались средняя (ME), средняя абсолютная (MAE) и средняя квадратическая (RMSE) ошибки, а также коэффициент корреляции (CC), коэффициент детерминации ($DT = CC^2$) и вероятность ошибки при отклонении нулевой гипотезы на согласованность с имеющимися выборочными данными (pval). Задача статистического оценивания средних значений CC выполнялась с помощью непараметрического метода повторных выборок с возвратом — бутстрепа [Wilks, 2011].

3. ВНУТРИСЕЗОННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ИНДЕКСОВ ЦИРКУЛЯЦИИ

Оценки внутрисезонной изменчивости, в качестве которых используются средние сезонные абсолютные значения разности между средними суточными значениями индексов (diff), могут служить косвенными показателями атмосферной устойчивости. В соответствии с классической концепцией энергетического цикла, сформулированной Лоренцем [Лоренц, 1987], устойчивость атмосферных процессов определяется взаимными переходами потенциальной и кинетической энергии. Математическая теория, описывающая баротропные преобразования энергии и основной “бароклиный” переход — преобразование вихревой доступной потенциальной энергии в кинетическую энергию возмущений, подробно изложена в [Дымников, 2007; Филатов, 1989]. На практике получение численных оценок энергетических переходов сопряжено с рядом трудностей, связанных, прежде всего, с неопределенностями

в расчетах вертикальной скорости (или компонент негеострофического ветра), что заставляет прибегать к косвенным характеристикам. Не претендуя на точность определения устойчивости, для удобства изложения в дальнейшем будем использовать как синонимы термины “внутрисезонная изменчивость” и “устойчивость” атмосферных процессов.

Общая картина региональной внутрисезонной изменчивости/устойчивости для летнего и зимнего периодов 1991–2020 гг., полученная с использованием временных рядов diff, представлена на рис. 1. Квартильные диаграммы обнаруживают хорошо выраженные региональные различия внутрисезонной изменчивости. Наименьшие значения медианы распределений, а также наименьшие боксы, в пределах которых сосредоточено 50% значений параметра diff, характерны для региона PNA-колебания. Атмосферная циркуляция здесь характеризуется наименьшей внутрисезонной изменчивостью, обеспечивая, наряду с медленно меняющимся термическим состоянием океана, более значительный по сравнению с другими регионами резерв памяти. Речь может идти о долгосрочной предсказуемости “слабо неустойчивых” процессов или “устойчивых” термобарических структур, так называемых двумерных волн Россби, индуцируемых термическими процессами в экваториальной зоне и распространяющимися на северо-восток вдоль большого круга земного шара. Эти волны прослеживаются в зоне Тихоокеанского—североамериканского колебания атмосферной циркуляции в полях геопотенциальных высот поверхности 500 гПа [Seo et al., 2016].

Наиболее заметные различия между регионами наблюдаются за пределами верхнего и нижнего квартиля, т.е. в области выбросов и экстремальных величин. Наличие выбросов может быть связано с возможными ошибками, обусловленными завышением (занижением) степени внутрисезонной изменчивости. Наиболее значительная внутрисезонная изменчивость, как с точки зрения средних, так и экстремальных величин, наблюдается над океанами (индексы WA, WP и NAO-колебаний), а также в Арктике (индекс POL). При этом наиболее активным образом ведут себя регионы WA и WP-колебаний (запад Северной Атлантики и северной части Тихого океана), являющиеся ключевыми областями генерации циклонов и бароклиной неустойчивости во всем Северном полушарии. Активность циклонической деятельности поддерживается неадiabатическими притоками тепла, максимумы в распределении которых приблизительно соответствуют указанным выше районам [Уоллес и др., 1988]. Относительно невелика с небольшим повышением в зимнее время внутрисезонная изменчивость в Северной Евразии (индексы EA и EU-колебаний). Более “спокойной” зимой, по

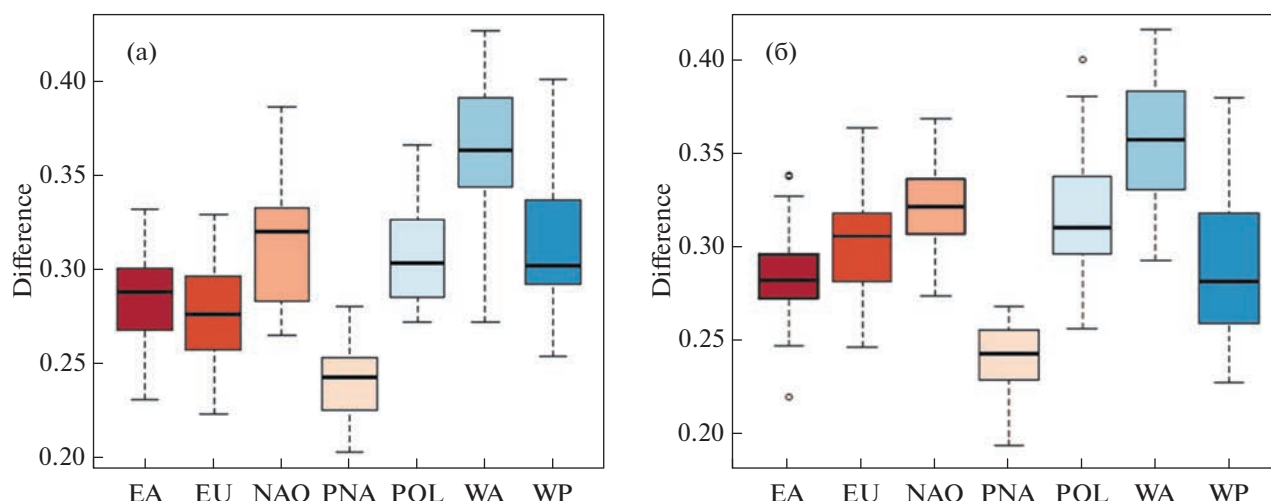


Рис. 1. Внутрисезонная изменчивость (diff) индексов циркуляции в летний (а) и в зимний (б) период 1991–2020 гг. (ре-анализ ERA5).

сравнению с летним периодом, становится циркуляция в регионе WP-колебания.

Таблица 1 подтверждает указанные региональные различия количественным образом. В географическом распределении максимумы внутрисезонной изменчивости по всем статистикам отмечаются на западе океанов. “Слабая неустойчивость” характерна для региона PNA-колебания. Распределение diff и летом, и зимой в большинстве случаев отличается от нормального. Положительно скошенное распределение, характерное для регионов POL и WP – колебаний, имеет длинный хвост с правой стороны, указывающий на предпочтение (относительно среднего значения diff) неустойчивых режимов циркуляции. Для региона PNA-колебания зимой, наоборот, отрицательно скошенное распределение свидетельствует о преобладании более устойчивых по отношению к среднему значению diff атмосферных процессов.

На основе анализа временных рядов diff для периода 1991–2020 гг. составлены каталоги атмосферных процессов для каждого региона северного полушария в отдельности (в порядке убывания значений diff). Каталогизация временных рядов позволяет выделить годы с устойчивой и неустойчивой атмосферной циркуляцией и выявить процессы, обладающие “долговременной памятью”. Так, например, на фоне устойчивых режимов атмосферной циркуляции, связанных с NAO и EU-колебаниями, на территории Северной Евразии летом 2018 г. (2-е место снизу в рейтинге внутрисезонной изменчивости) отмечались значительные положительные аномалии температуры воздуха, а продолжительность волн тепла на севере и западе Европы местами превышала 20–30 дней. Устойчивый характер атмосферных процессов был связан с преобладанием антицик-

лонических форм атмосферной циркуляции, — над Европой, Уралом и территорией Сибири (преимущественно Западной) формировались блокирующие гребни и антициклоны, полностью нарушившие зональный перенос. Итогом атмосферной устойчивости стала жара и засуха, а также новые температурные рекорды. В странах Западной Европы, на Урале, в Сибири и в Забайкалье бушевали сильнейшие за последние десятилетия пожары.

В зимнее время в рейтинге неустойчивости атмосферных процессов сразу в трех регионах EA, NAO и POL — одно из последних мест занимает зима 2009–2010 гг., вписавшаяся в метеорологическую историю необычайными температурными контрастами. В течение всего зимнего периода зональный перенос был нарушен и на большей части северного полушария преобладали меридиональные формы атмосферной циркуляции. Евразия и Северная Америка испытывали необычайно холодные условия. Сильные морозы в течение длительного времени удерживались и на территории Российской Федерации, в Сибири месячные аномалии температуры воздуха составляли $-9...-11^{\circ}\text{C}$. С другой стороны, на северо-востоке Америки, в Канаде, Гренландии, на арктических островах и арктическом побережье Восточной Сибири и Чукотки было очень тепло. Значительные положительные аномалии температуры воздуха отмечались в прилегающей к Северной Атлантике части Арктики, включая море Баффина и пролив Дэвиса. Сильные снегопады прошли в Великобритании, в Китае и в Корее.

В классических исследованиях устойчивость атмосферных процессов ассоциируется с их предсказуемостью [Дымников, 2007; Филатов, 1989]. Связи устойчивости и предсказуемости атмосферных процессов подтверждаются и многолет-

Таблица 1. Статистические характеристики временных рядов средних сезонных абсолютных разностей между средними суточными значениями индексов diff*100 (летний и зимний сезоны 1991–2020 гг.)

Лето							
	EA	EU	NAO	PNA	POL	WA	WP
Median	29	28	32	24	30	37	31
IQR	3	4	5	3	3	5	5
Sigm	3	3	4	2	3	4	3
SSC	–20	–5	18	7	40	–16	79
UQ	30	30	33	25	32	39	34
LQ	27	26	29	23	29	34	29
UIF	35	35	40	29	37	47	41
UOF	40	40	47	33	42	57	47
LIF	22	21	22	19	24	27	22
LOF	17	15	15	15	19	20	15
Max	33	33	39	28	36	47	40
Min	23	22	26	20	27	28	26
outH	0	0	0	0	0	0	0
outL	0	0	0	0	0	0	0
Зима							
	EA	EU	NAO	PNA	POL	WA	WP
Median	28	30	32	24	31	36	29
IQR	3	4	3	3	4	5	6
Sigm	3	3	2	2	3	4	4
SSC	32	10	10	–52	49	10	47
UQ	30	32	33	26	34	38	31
LQ	27	28	31	23	30	33	26
UIF	34	37	38	30	40	46	40
UOF	38	43	42	34	46	54	48
LIF	23	22	26	18	23	25	18
LOF	18	17	22	14	17	18	9
Max	32	36	37	27	40	41	37
Min	22	25	27	20	26	29	23
outH	1	0	0	0	1	0	0
outL	1	0	0	0	0	0	0

ней синоптической практикой. Тем не менее, временной масштаб 7–45 дней, являющийся наиболее сложным для прогнозирования, требует проведения дополнительных исследований.

4. ПРАКТИЧЕСКАЯ ПРЕДСКАЗУЕМОСТЬ ИНДЕКСОВ ЦИРКУЛЯЦИИ

Оценка практической предсказуемости атмосферных процессов регионального масштаба была выполнена на базе диагностической верификации.

Диагностическая верификация проводилась с использованием четырех основных диаграмм: гистограммы прогнозов (“forecast”) и наблюдений (“reanalysis”) по отдельности, квантильной диаграммы и диаграммы рассеяния. Подсчет количества точек в ячейках разграфленной диаграммы рассеяния приводит к многовходовой таблице сопряженностей, которая, в свою очередь, является приближением искомой двумерной плотности распределения вероятностей пар “forecast” и “reanalysis” – $p(f_i, o_j)$. Полученные диаграммы рассеяния, вместе с маргинальными (безусловными) гистограммами и квантильными графиками, дают общее представление об основных статистических характеристиках индексов и о возможном наличии выбросов.

На рис. 2 в качестве примера приводятся результаты диагностической верификации индекса Восточно-атлантического колебания (EA) для летнего периода и первой недели прогноза. Аналогичные рисунки выполнены для всех других индексов и указанных выше временных интервалов. Как видно, характерной особенностью гистограммы реанализов является близость распределения к нормальному при небольшом сдвиге в сторону отрицательных значений индексов. Данное обстоятельство отражает преобладание в течение рассматриваемого периода в регионе восточная часть Северной Атлантики – Европа зональных процессов над меридиональными. На гистограмме прогнозов при общих сходных чертах, сдвиг в сторону отрицательных значений индекса EA оказывается еще более значительным, что указывает на имеющую место в модельных расчетах зонализацию потока. Квантильный график подтверждает этот сдвиг более отчетливо, а значение ME = –0.09 дает этому факту численную оценку. Диаграмма рассеяния, несмотря на наличие выбросов, демонстрирует определенную степень упорядоченности в расположении точек относительно средней линии, отражающую наличие корреляции. С увеличением заблаговременности прогноза разброс точек вокруг главной диагонали и количество выбросов увеличиваются. Эффект зонализации потока присутствует и в прогнозах других индексов. Наиболее значительные отклонения в сторону усиления зонального переноса (ME = –0.26 и ME = –0.18) отмечаются на западе Атлантического и Тихого океанов (регионы WA и WP – колебаний).

Интегральные меры качества (ME, MAE и RMSE), а также оценки (CC, DT и pval), позволяют сопоставить особенности прогнозов и наблюдений в целом (табл. 2). Оценки ME, MAE и RMSE, полученные на недельном интервале интегрирования во всех случаях свидетельствуют о довольно хорошей общей статистической согласованности временных рядов реанализов и прогнозов индексов на данном временном интервале. Судя по значениям коэффициента детермина-

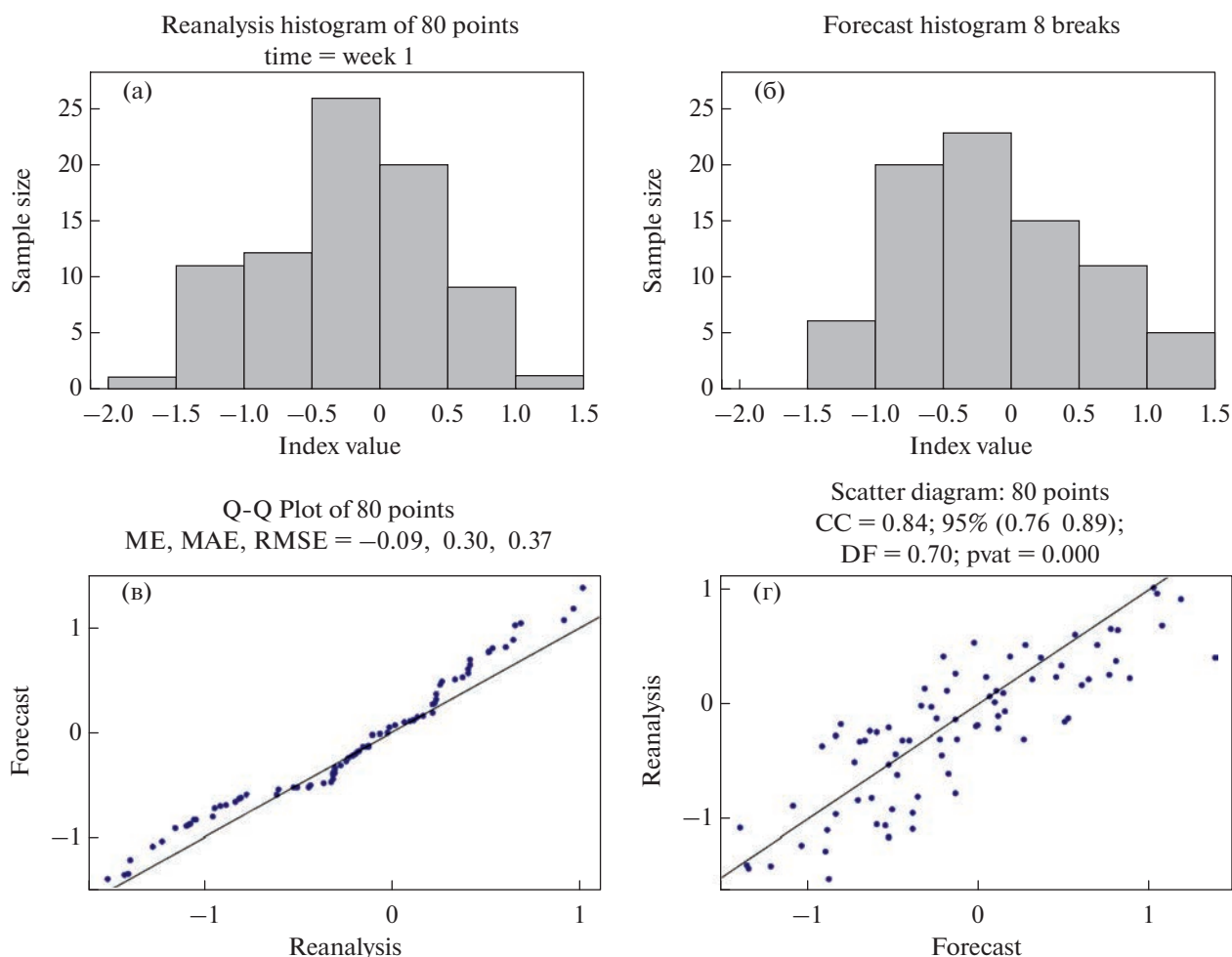


Рис. 2. Диагностика оперативных прогнозов индекса Восточно-атлантического колебания (ЕА), полученных на базе модели ПЛАВ, на недельном интервале интегрирования для летнего периода (2018–2021 гг., 80 начальных дат): а) гистограмма реанализов; б) гистограмма оперативных прогнозов; в) квантильная диаграмма; г) диаграмма рассеяния.

ции DT, на недельном интервале интегрирования прогнозы большинства индексов объясняют примерно 70–80%, индексы EU и NAO — 80–85% суммарной дисперсии региональной атмосферной изменчивости. И лишь для индексов WA и WP, характеризующих атмосферную циркуляцию соответственно на западе Атлантического и Тихого океанов, значения суммарной дисперсии уменьшаются до 50–60%. За пределами первой прогностической недели качество прогнозов резко падает и не выходит за уровень случайного.

В зимнее время распределение индексов циркуляции в большей степени отличается от нормального, чем в летнее (рис. 3). При этом зимой коэффициенты асимметрии и эксцесса характеризуются заметными отклонениями от нулевых значений. Так как гистограммы строятся по значениям индексов всего интервала, имеющего очевидную внутри-рядовую корреляцию с нерегулярными колебаниями, то в общем виде ап-

роксимирующей кривой эксцесс часто меньше нуля, что может интерпретироваться как слабая двухмодальность, наблюдаемая в функции плотности для гармонического колебания с наложенным шумом. Заметим, что эффект зонализации потока атмосферной моделью не столь четко выражен, как в летнее время.

Интегральные меры качества (ME, MAE и RMSE), а также оценки (CC, DT и pval) (табл. 3) подтверждают наличие полезного сигнала в течение первой прогностической недели. Качество прогнозов индекса PNA по сравнению с летним периодом повышается, — в течение первой прогностической недели доля объясненной дисперсии составляет 88%, второй — 34%. При этом квантильные диаграммы и диаграммы рассеяния демонстрируют хорошую согласованность прогностических и фактических, в том числе аномальных, значений индексов. Таким образом, оценки качества прогнозов хорошо согласуются с

Таблица 2. Сводка основных интегральных характеристик качества прогнозов для 7 индексов атмосферной циркуляции на недельном (Неделя 1) и месячном (Месяц 1) интервалах интегрирования (ME – средняя, MAE – средняя абсолютная и RMSE – средняя квадратическая ошибки, CC – коэффициент корреляции, CC1 и CC2 – нижняя и верхняя границы доверительных интервалов CC, DT – коэффициент детерминации, pval – вероятность ошибки при отклонении нулевой гипотезы на согласованность с имеющимися выборочными данными) для летних периодов 2018–2021 гг. (80 случаев)

Индекс	ME	MAE	RMSE	CC	CC1	CC2	DT	pval
Неделя 1								
EA	–0.09	0.30	0.37	0.84	0.76	0.89	0.70	0.01
WA	–0.26	0.46	0.59	0.78	0.67	0.85	0.60	0.01
EU	–0.05	0.27	0.34	0.91	0.87	0.94	0.83	0.01
WP	–0.18	0.44	0.57	0.75	0.63	0.83	0.56	0.01
PNA	0.09	0.26	0.31	0.87	0.81	0.92	0.76	0.01
NAO	–0.01	0.29	0.37	0.92	0.88	0.95	0.85	0.01
POL	0.09	0.30	0.38	0.88	0.81	0.92	0.77	0.01
Месяц 1								
EA	–0.13	0.59	0.73	0.27	0.06	0.47	0.08	0.10
WA	–0.11	0.62	0.87	0.40	0.19	0.57	0.16	0.12
EU	–0.21	0.63	0.77	0.55	0.38	0.69	0.31	0.06
WP	–0.43	0.68	0.91	0.31	0.09	0.49	0.09	0.09
PNA	0.16	0.48	0.60	0.36	0.15	0.53	0.13	0.08
NAO	–0.02	0.78	1.01	0.52	0.34	0.67	0.27	0.04
POL	0.46	0.73	0.93	0.45	0.25	0.61	0.20	0.06

полученными в предыдущем разделе оценками устойчивости, подтверждая значимость региона PNA как источника не только долговременной океанической, но и атмосферной памяти, обеспечивающего увеличение предела предсказуемости региональной атмосферной циркуляции. Несмотря на успешные (с точки зрения коэффициента корреляции) прогнозы индекса NAO в течение первой прогностической недели, модель завышает положительные аномалии геопотенциала в области азорского максимума и недооценивает отрицательные аномалии – в области исландского минимума (ME = –0.10).

5. РЕЖИМЫ АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ

Индексы дальних связей можно использовать для идентификации режимов атмосферной циркуляции. В частности, положительные (отрицательные) значения индекса EA отличаются оппозицией меридиональности (зональности) атмосферной циркуляции для региона Восточная Атлантики и Европа. Разные фазы других индек-

сов могут отличаться только географическим расположением сходных крупномасштабных барических структур. Остановимся на анализе режимов атмосферной циркуляции, соответствующих отрицательной и положительной фазам индексов, выделенных с помощью квартильного анализа [Куликова и др., 2015].

6. ПРОГНОЗЫ

6.1. Детерминистические прогнозы

Идентифицированные с помощью квартильного анализа режимы атмосферной циркуляции можно представить как простые бинарные (дихотомические) да/нет события, а их прогнозы или предупреждения, в свою очередь, как да/нет категориальные прогнозы. При этом итоговые значения прогностических переменных рассчитываются на основе их средних ансамблевых прогнозов. Оценки практической предсказуемости режимов атмосферной циркуляции строятся на основе различных количественных мер качества прогнозов. При всем разнообразии используемых статистик основой для верификации прогнозов бинарных событий (категориальных прогнозов) служат двухходовые таблицы сопряженности прогнозов и наблюдений конкретного явления.

Среди характеристик таблиц сопряженности (табл. 4) различают описательные и содержательные меры качества (descriptive and performance measures) [ForVer, 2012]. Первые представлены “выборочной климатологией”, или “наблюденной частотой явления” (base rate, sample climate), $p = (a + c)/n$, и “прогностической частотой явления” (forecast rate), $f = (a + b)/n$, где $n = a + b + c + d$. Среди содержательных мер далее будут использованы вероятность обнаружения или “доля попаданий” (Hit Rate): $HR = a/(a + c)$; “доля ложных тревог” (False Alarm Ratio): $FAR = b/(a + b)$; коэффициент успеха (Success Ratio), равный доле оправдавшихся прогнозов в общем числе прогнозов явления: $SR = a/(a + b) = 1 - FAR$; индекс смещения частот (Frequency Bias Index): $FBI = (a + b)/(a + c)$, характеризующий соотношение повторяемости прогностических и фактических событий. Наглядным способом анализа таблиц сопряженности является построение характеристических диаграмм (performance diagram), агрегирующих сразу несколько показателей качества прогноза (HR, SR и FBI) [Roebber, 2009].

На рис. 4 представлены характеристические диаграммы (performance diagram) успешности прогнозов положительной и отрицательной фазы индекса EA для летнего периода. Успешность прогнозов на диаграмме, где представлены показатели HR, SR и FBI, тем выше, чем ближе расположение точки к верхнему правому углу квадрата. Как видно (рис. 4а), в течение первой прогности-

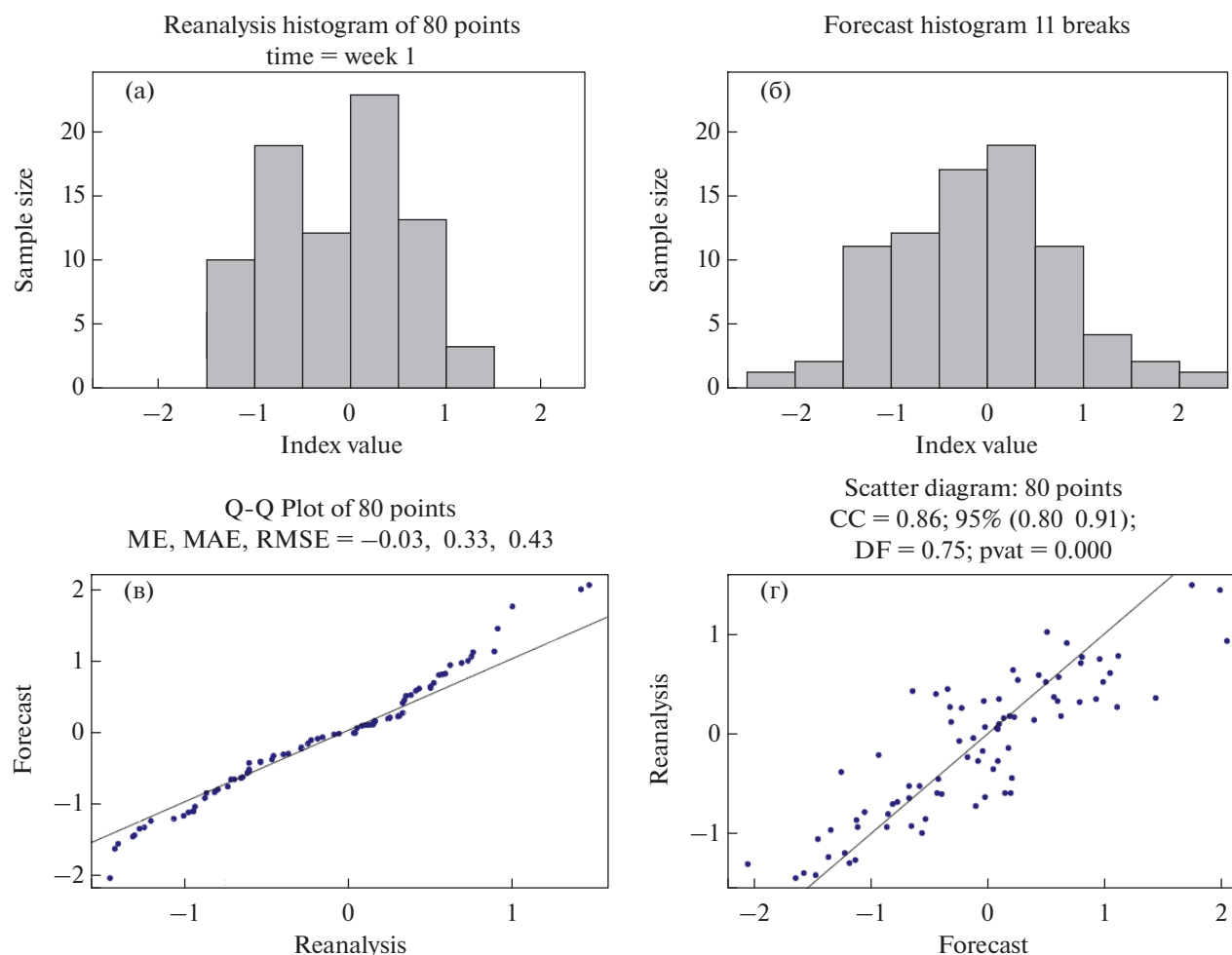


Рис. 3. Диагностика оперативных прогнозов индекса Восточно-атлантического колебания (ЕА), полученных на базе модели ПЛАВ, на недельном интервале интегрирования для зимнего периода (2018–2021 гг., 80 начальных дат): а) гистограмма реанализов; б) гистограмма оперативных прогнозов; в) квантильная диаграмма; г) диаграмма рассеяния.

ческой недели оценки FBI, характеризующие соотношение повторяемости прогностических и фактических событий для положительной фазы моделью ПЛАВ существенно завышаются. Более успешными оказываются прогнозы отрицательной фазы индекса (рис. 4б), связанной с преобладание зональных типов атмосферной циркуляции в регионе Северная Атлантика – Европа.

Характеристические диаграммы, демонстрируя те или иные преимущества в зависимости от временных интервалов интегрирования, отражают вместе с тем зависимость качества прогнозов от повторяемости явления. Для летних периодов 2018–2021 гг. повторяемость отрицательной фазы индекса ЕА, связанной с положительными аномалиями геопотенциала на территории Восточной Европы, почти вдвое превысила повторяемость положительной фазы. Данный эффект был замечен и в других регионах Северного полушария.

Более универсальными, обладающими рядом преимуществ (независимость от частоты явления, невырожденность предела, ограниченность диапазона и т.д.), позволяющими оценивать качество прогноза, в том числе, очень редких событий, являются показатели EDS (Extreme Dependency Score), EDI (Extremal Dependence Index) и их симметризованные варианты SEDS и SEDI. [Ferro, 2012; ForVER, 2012]. Воспользуемся наиболее простым показателем, а именно: индексом экстремальной зависимости EDI, который вместе со стандартным отклонением S выражается следующим образом:

$$EDI = \frac{\lg FAR - \lg HR}{\lg FAR + \lg HR};$$

$$S = \frac{2 \left| \lg FAR + \left(\frac{HR}{1 - HR} \right) \lg HR \right|}{HR (\lg FAR + \lg HR)^2} \sqrt{\frac{HR(1 - HR)}{np}}. \quad (4)$$

Таблица 3. Сводка основных интегральных характеристик качества прогнозов для 7 индексов атмосферной циркуляции на недельном (Неделя 1) и месячном (Месяц 1) интервалах интегрирования (ME – средняя, MAE – средняя абсолютная и RMSE – средняя квадратическая ошибки, CC – коэффициент корреляции, CC1 и CC2 – нижняя и верхняя границы доверительных интервалов CC, DT – коэффициент детерминации, pval – вероятность ошибки при отклонении нулевой гипотезы на согласованность с имеющимися выборочными данными) для зимних периодов 2018–2021 гг. (80 случаев)

Индекс	ME	MAE	RMSE	CC	CC1	CC2	DT	pval
Неделя 1								
EA	0.00	0.27	0.33	0.91	0.87	0.94	0.83	0.01
WA	–0.03	0.33	0.43	0.86	0.80	0.91	0.75	0.01
EU	–0.06	0.32	0.39	0.88	0.82	0.92	0.78	0.01
WP	–0.14	0.32	0.41	0.87	0.80	0.91	0.76	0.01
PNA	0.02	0.23	0.29	0.94	0.91	0.96	0.88	0.01
NAO	–0.10	0.31	0.40	0.89	0.83	0.93	0.79	0.01
POL	–0.05	0.29	0.38	0.89	0.84	0.93	0.80	0.01
Месяц 1								
EA	0.02	0.73	0.85	0.24	0.02	0.44	0.06	0.10
WA	–0.20	0.66	0.82	0.35	0.14	0.53	0.12	0.11
EU	0.05	0.71	0.88	0.43	0.23	0.59	0.19	0.08
WP	–0.15	0.72	0.88	0.26	0.04	0.45	0.07	0.12
PNA	–0.02	0.59	0.73	0.61	0.45	0.73	0.37	0.03
NAO	–0.19	0.65	0.87	0.47	0.28	0.63	0.22	0.06
POL	0.02	0.66	0.81	0.53	0.35	0.67	0.28	0.08

В предположении нормальности распределения стандартные ошибки S , будучи умноженными на 1.96, дают приблизительную оценку 95%-го доверительного интервала [Wilks, 2011].

В табл. 5 в качестве примера приводятся средние значения индексов экстремальной зависимости EDI и соответствующие ошибки прогнозов S , рассчитанные в отдельности для положительной и отрицательной фазы индекса WP для зимнего и летнего периодов. Дополнительной характеристикой служит критерий ETS (Equitable Threat Score), который оценивает успешность прогнозов

по отношению к уровню случайного прогноза: $ETS = (a - ar) / (a + b + c - ar)$, где $ar = (a + b)(a + c) / n$ – ожидаемое при случайном прогнозе значение a . Нулевым значениям ETS соответствует уровень мастерства случайного прогноза. Аналогичные выкладки выполнены и для всех других указанных выше индексов.

Анализ полученных результатов показывает, что за пределами первой прогностической недели независимо от региона качество прогнозов резко ухудшается. В качестве общей тенденции первой недели прогноза можно отметить небольшое повышение качества прогнозов в зимний период по сравнению с летним периодом. Различия между оценками качества прогнозов меридиональных и зональных режимов циркуляции в пределах каждого региона в отдельности не всегда являются статистически значимыми. В то же время можно выявить следующие основные особенности. В летнее время незначительное преимущество имеют прогнозы отрицательной фазы индексов NAO и POL, ассоциирующиеся с режимами блокирования соответственно на территории Западной Европы и Северной Азии. Зимой эффект зонализации потока моделью обеспечивает преимущества в качестве прогнозов режимов зонального переноса, связанных с положительной фазой NAO и POL-колебаний и отрицательной фазой EA и EU-колебаний. В зимний период роль структуры PNA как источника “долговременной памяти” атмосферы повышается, – полезный сигнал отмечается не только в течение первой, но и второй прогностической недели.

И в летний, и в зимний периоды проявляются статистически значимые хорошо выраженные различия в региональной предсказуемости режимов циркуляции, отражающие указанные выше особенности географического распределения внутрисезонной изменчивости (параметра diff). Наибольшие погрешности отмечаются в прогнозах отрицательной фазы индексов WP и WA колебаний. Заметим, что отрицательная фаза WA (WP)-колебаний сопровождается усилением струйного течения и циклонической деятельности на западе Северной Атлантики (северной части Тихого океана) и увеличением степени бароклинной неустойчивости атмосферы.

Таблица 4. Таблица сопряженности для оценки качества прогнозов режимов атмосферной циркуляции

	Явление наблюдалось	Явление не наблюдалось	
Явление прогнозировалось	a (попадания)	b (ложные тревоги)	$a + b$
Явление не прогнозировалось	c (промахи)	d (верные отрицания)	$c + d$
	$a + c$	$b + d$	$n = a + b + c + d$

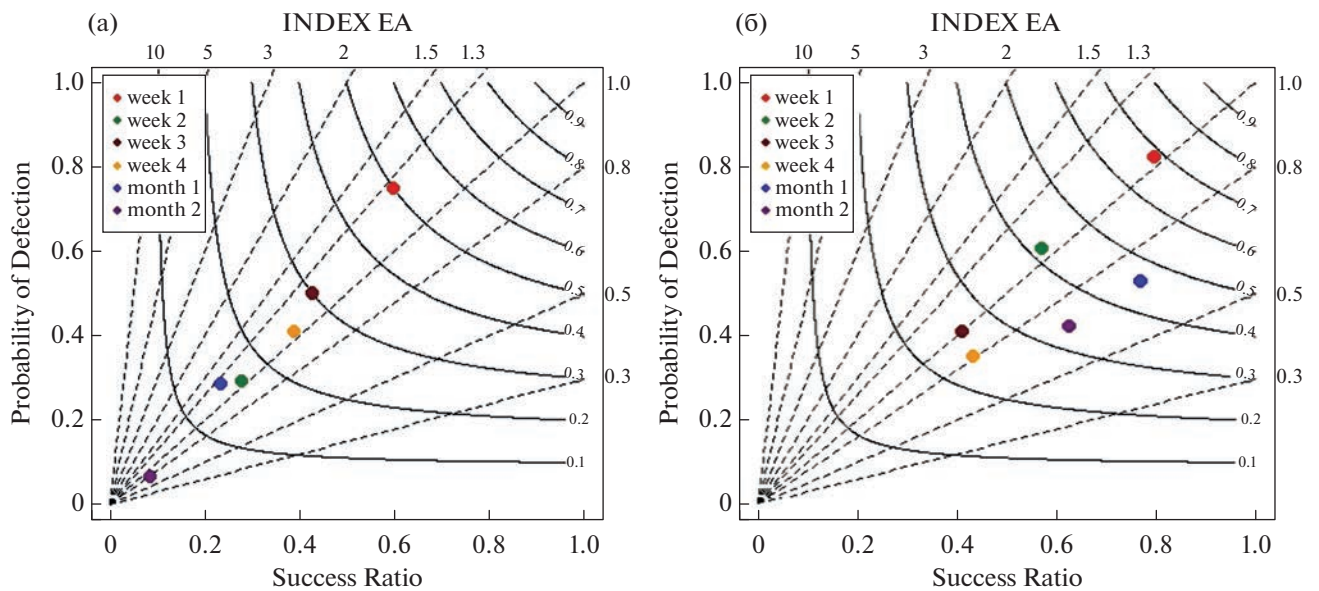


Рис. 4. Характеристические диаграммы успешности оперативных прогнозов индекса Восточно-Атлантического колебания (ЕА), полученных на базе модели ПЛАВ, для летнего периода (2018–2021 гг., 80 начальных дат): а) положительная фаза, б) отрицательная фаза индекса. Примечание: ось абсцисс – коэффициент успеха SR; ось ординат – доля попаданий HR; пунктирные линии – индекс смещения частот FBI; сплошные кривые – критический индекс успеха CSI.

Таблица 5. Средние (для 80 начальных дат) оценки качества прогнозов режимов атмосферной циркуляции, связанных с положительной и отрицательной фазой индекса WP, а именно: RP – повторяемость фактических (по данным реанализа), FR – прогностических фаз индекса в течение рассматриваемого периода (2018–2021 гг.), объективный индекс успешности (ETS), индекс экстремальной зависимости (EDI), а также соответствующие ошибки (S)

Критерий качества	Период прогноза					
	неделя 1	неделя 2	неделя 3	неделя 4	месяц 1	месяц 2
Лето: WP (положительная фаза)						
RP	0.12	0.14	0.16	0.14	0.12	0.10
FP	0.22	0.26	0.32	0.24	0.20	0.32
ETS(S)	0.28(0.09)	0.04(0.06)	0.10(0.06)	0.02(0.05)	0.19(0.06)	–0.02(0.06)
EDI(S)	0.68(0.06)	0.16(0.27)	0.34(0.29)	0.05(0.25)	0.50(0.21)	–0.15(0.29)
Лето: WP (отрицательная фаза)						
RP	0.57	0.56	0.52	0.52	0.68	0.66
FP	0.46	0.30	0.40	0.41	0.44	0.41
ETS(S)	0.23(0.07)	0.09(0.05)	0.03(0.05)	–0.01(0.14)	0.17(0.06)	–0.04(0.05)
EDI(S)	0.52(0.09)	0.25(0.13)	0.08(0.18)	–0.02(0.18)	0.45(0.12)	–0.14(0.16)
Зима: WP (положительная фаза)						
RP	0.21	0.22	0.20	0.20	0.16	0.16
FP	0.28	0.29	0.22	0.19	0.26	0.22
ETS(S)	0.71(0.06)	0.19(0.08)	0.02(0.04)	–0.04(0.05)	0.02(0.05)	–0.07(0.04)
EDI(S)	0.96(0.01)	0.45(0.21)	0.05(0.20)	–0.13(0.19)	0.08(0.24)	–0.30(0.20)
Зима: WP (отрицательная фаза)						
RP	0.51	0.54	0.54	0.50	0.41	0.42
FP	0.52	0.45	0.46	0.55	0.50	0.49
ETS(S)	0.57(0.09)	0.10(0.06)	–0.04(0.06)	–0.02(0.07)	0.04(0.05)	–0.08(0.05)
EDI(S)	0.86(0.08)	0.25(0.18)	–0.13(0.20)	–0.06(0.25)	0.11(0.25)	–0.25(0.22)

Таблица 6. Оценки качества (площадь под кривой ROC – AROC и pval) оперативных вероятностных прогнозов (80 случаев) атмосферных процессов, связанных с положительной (+) и отрицательной (–) фазами индексов атмосферной циркуляции, полученные на базе 20 членов ансамбля модели ПЛАВ, для летнего и зимнего сезонов

Оценки	EA		WA		EU		WP		PNA		NAO		POL	
	+	–	+	–	+	–	+	–	+	–	+	–	+	–
Лето: неделя 1														
AROC	0.92	0.87	0.84	0.80	0.94	0.89	0.83	0.78	0.83	0.88	0.89	0.95	0.87	0.98
pval	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
Лето: месяц 1														
AROC	0.81	0.73	0.70	0.65	0.79	0.75	0.75	0.70	0.77	0.74	0.78	0.73	0.73	0.71
pval	0.02	0.02	0.01	0.06	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.02
Зима: неделя 1														
AROC	0.89	0.89	0.90	0.85	0.87	0.94	0.90	0.83	0.91	0.95	0.91	0.89	0.98	0.86
pval	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
Зима: месяц 1														
AROC	0.81	0.72	0.80	0.60	0.68	0.72	0.67	0.55	0.80	0.77	0.76	0.79	0.76	0.74
pval	0.01	0.05	0.01	0.06	0.01	0.01	0.03	0.23	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01

6.2. Вероятностные прогнозы

Для оценки успешности вероятностных прогнозов, полученных на основе прогностических ансамблей (20 членов ансамбля), использовался критерий ROC, который рассчитывался для каждого региона (индекса циркуляции) и временного интервала в отдельности. Для каждой подгруппы, объединяющей прогнозы с вероятностью, превышающей заданное пороговое значение, равное 0.9, 0.8, 0.7, ... 0, составлялись таблицы сопряженности и рассчитывались относительные доли оправдавшихся прогнозов (HR) и ложных тревог (FAR). Интегральной оценкой служила площадь под кривой ROC, построенная в координатах FAR и HR ($0 \leq \text{AROC} \leq 1$) при разных уровнях пороговой вероятности разделения событий для принятия решений. При равенстве долей оправдавшихся прогнозов и ложных тревог (отсутствие полезного сигнала) $\text{AROC} = 0.5$ (уровень климатического прогноза). Формулы для расчетов и более подробную информацию по данным критериям можно найти в [Муравьев и др., 2000; Standardized Verification, 2002].

В табл. 6 приводятся средние (для 80 начальных дат) оценки AROC и соответствующие значения pval для 7 индексов атмосферной циркуляции и интервалов интегрирования одна неделя и один месяц. Использование вероятностных прогнозов позволяет увеличить временной интервал предсказуемости по сравнению с детерминистическим подходом от одной недели до месяца. При этом в летнее время преимущество на недельном интервале интегрирования осталось за индексами, характеризующие устойчивые режимы циркуляции типа блокирования на территории Северной

Евразии. В зимний период на месячном интервале интегрирования оценки качества прогнозов, связанных с отрицательной фазой индексов WA и WP, представляющих режимы зонального переноса соответственно на западе Северной Атлантики и северной части Тихого океана, приблизились к уровню климатического. Данное обстоятельство свидетельствует, что степень неопределенности долгосрочных прогнозов остается весьма высокой, а “атмосферная память” вплоть до месячного интервала лимитируется неустойчивостью атмосферных процессов, характерной для указанных выше режимов циркуляции.

Таким образом, использование ансамблей прогнозов может улучшить способность прогностической системы к дискриминации событий и обеспечить получение полезной информации на более длительных интервалах времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Региональная атмосферная циркуляция является одним из основных факторов формирования температурного режима и осадков. Количественными характеристиками атмосферных процессов регионального масштаба могут служить индексы дальних связей. С использованием данных индексов с суточным разрешением на базе реанализов ЕЦСПП (ERA5) выполнены оценки внутрисезонной изменчивости/устойчивости атмосферных процессов в различных регионах Северного полушария в летний и зимний сезоны 1991–2020 гг. Показано, что наиболее значительная внутрисезонная изменчивость, как с точки зрения средних, так и экстремальных величин, наблюдается на западе океанов. “Слабая неустойчивость” ха-

рактерна для региона PNA-колебания, обеспечивающего более значительный, по сравнению с другими регионами, резерв атмосферной памяти. Каталогизация временных рядов показателей внутрисезонной изменчивости позволила выделить наиболее “устойчивые” синоптические процессы и годы, с которыми связаны метеорологические экстремумы.

Оценки практической предсказуемости атмосферных процессов рассчитывались на основе оперативной версии глобальной полулагранжевой модели (ПЛАВ) ИВМ РАН и Гидрометцентра России и реанализов ЕЦСПП (ERA5) на недельных и месячных масштабах времени. Отмечается, что за пределами первой прогностической недели качество детерминистических (средних по ансамблю) прогнозов резко падает. Исключением в зимнее время является регион PNA, где информативной оказывается и вторая неделя прогноза. Использование ансамблей и на их основе вероятностных прогнозов позволяет улучшить способность прогностической системы к воспроизведению событий и обеспечить получение полезной информации на месячных интервалах времени.

Устойчивость атмосферных процессов сопоставлялась с их предсказуемостью. Выявлены статистически значимые региональные различия в качестве прогнозов, отражающие географическое распределение оценок устойчивости. Наиболее значительные ошибки прогнозов наблюдаются на западе океанов, — в областях естественным образом связанных с траекториями циклонов. Более успешными в летний период являются прогнозы режимов типа блокирования на территории Северной Евразии. В зимний период роль основного резерва долговременной памяти атмосферы переходит к региону Тихоокеанского-североамериканского колебания (PNA).

Полученные результаты предполагается использовать в оперативной практике внутрисезонного прогнозирования Северо-Евразийского климатического центра.

Оценки предсказуемости атмосферных процессов на основе оперативной версии глобальной полулагранжевой модели (ПЛАВ) и реанализов ЕЦСПП (ERA5) на недельных и месячных масштабах времени выполнены в ФГБУ “Гидрометцентр России” при поддержке важнейшего инновационного проекта государственного значения “Единая национальная система мониторинга климатически активных веществ” (соглашение № 169-15-2023-003 с ФГБУ “Гидрометцентр России” от 01.03.2023).

Исследование дальних связей региональных атмосферных процессов в северном полушарии с использованием климатических индексов выполнен в ИВМ РАН при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-17-00247).

Работа по идентификации аномальных атмосферных процессов регионального масштаба в Северном полушарии выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение № 075-15-2021-577 с ИФА им. А.М. Обухова РАН).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Витар Ф., Браунт Э. Субсезонное-сезонное прогнозирование (ССП): на пути к бесшовному прогнозированию // ВМО. Бюллетень. 2019. Т. 68(1). С. 70–74.
- Дымников В.П. Устойчивость и предсказуемость крупномасштабных атмосферных процессов. М.: ИВМ РАН, 2007. 283 с.
- Киктев Д.Б., Круглова Е.Н., Куликова И.А. Крупномасштабные моды атмосферной изменчивости. Часть I. Статистический анализ и гидродинамическое моделирование // Метеорология и гидрология. 2015. № 3. С. 5–22.
- Куликова И.А., Круглова Е.Н., Киктев Д.Б. Крупномасштабные моды атмосферной изменчивости. Часть II. Их влияние на пространственное распределение температуры и осадков на территории Северной Евразии // Метеорология и гидрология. 2015. № 4. С. 5–14.
- Лоренц Э. Некоторые аспекты предсказуемости поведения атмосферы. / В кн. Долгосрочное и среднесрочное прогнозирование погоды. М.: Мир, 1987. С. 10–32.
- Муравьев А.В., Вильфанд Р.М. О стандартизации оценок качества прогнозов на средние и долгие сроки // Метеорология и гидрология. 2000. № 12. С. 24–34.
- Руководство по гидрологической практике. Том I. Гидрология: от измерений до гидрологической информации. ВМО. 2011. № 168. 314 с.
- Толстых М.А., Киктев Д.Б., Зарипов Р.Б., Зайченко М.Ю., Шашкин В.В. Воспроизведение сезонной атмосферной циркуляции модифицированной полулагранжевой моделью атмосферы // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 2. С. 149–160.
- Тьюки Д. Анализ результатов наблюдений. Разведочный анализ. М.: Мир, 1981. 690 с.
- Филатов А.Н. Долгосрочный прогноз погоды и устойчивость и предсказуемость атмосферных процессов / В кн. Шестдесят лет Центру Гидрометеорологических Прогнозов. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. С. 191–206.
- Уоллес Д., Блэкмон М. Наблюдаемая низкочастотная изменчивость атмосферы. / В кн. Крупномасштабные динамические процессы в атмосфере. М.: Мир, 1988. С. 66–109.
- Barnston A., Livezey R.E. Classification, seasonally and persistence of low frequency atmospheric circulation patterns // Mon. Wea. Rev. 1987. V. 115. P. 1083–1126.
- Dole R.M., Gordon N.D. Persistent anomalies of the extratropical Northern Hemisphere wintertime circulation: geographical distribution and regional persistence characteristics // Mon. Wea. Rev. 1983. V. 111. P. 1567–1586.
- Ferro C.A. T., Stephenson D.B. Extremal dependence indices: improved verification measures for extreme events and

- warnings // *Weather and Forecasting*. 2012. V. 26. P. 699–713.
- Forecast Verification in Atmospheric Science. A Practitioner's Guide. Second Ed. / Eds. I. Jolliffe, and D. Stephenson. John Wiley & Sons Ltd, 2012. 274 p.
- Frederiksen J.S., Branstator G. Seasonal variability of teleconnection patterns // *J. Atm. Sci.* 2005. V. 62. P. 1346–1365.
- Hersbach, Hans & Bell, Bill & Berrisford, Paul & Hirahara, Shoji & Horányi, András & Muñoz Sabater, Joaquín & Nicolas, Julien & Peubey, Carole & Radu, Raluca & Schepers, Dinand & Simmons, Adrian & Soci, Cornel & Abdalla, Saleh & Abellan, Xavier & Balsamo, Gianpaolo & Bechtold, Peter & Biavati, Gionata & Bidlot, Jean & Bonavita, Massimo & Thépaut J.-N. The ERA5 global reanalysis // *Quarterly J. Royal Meteorological Society*. 2020. V. 146. P. 1999–2049.
- Horel J.D. A Rotated Principal Component Analysis of the Interannual Variability of the Northern Hemisphere 500 mb Height Field // *Mon. Wea. Rev.* 1981. V. 109. P. 2080–2092.
- Lau N.C. A diagnostic study of recurrent meteorological anomalies appearing in a 15-year simulation with a GFDL GCM // *Mon. Wea. Rev.* 1981. V. 109. P. 2287–2311.
- Murphy A.H. Assessing the economic value of weather forecasts: An overview of methods, results and issues // *Meteor. Appl.* 1994. V. 1. P. 69–73.
- Murphy A.H., Huang J. On the quality of CAC's probabilistic 30-day and 90-day forecasts // *Amer. Meteor. Soc.* 1991. P. 390–399.
- Murphy A.H., Winkler R.L. A general framework for forecast verification // *Mon. Wea. Rev.* 1987. V. 115. P. 1330–1338.
- Richman M.B. Rotation of principal components // *J. Climatol.* 1986. V. 6. P. 293–335.
- Roebber P.J. Visualizing multiple measures of forecast quality // *Wea. Forecasting*. 2009. V. 24. P. 601–608.
- Seo K.-H., Lee H.-J., Frierson D.M.W. Unraveling the teleconnection mechanisms that induce wintertime temperature anomalies over the Northern Hemisphere continents in response to the MJO // *J. Atm. Sci.* 2016. V. 73. P. 3557–3571.
- Standardized Verification System (SVS) for Long-Range Forecasts (LRF) // New Attachment II-9 to the Manual on the GDPS (WMO-No. 485). 2002. V. I.
- Wallace J.M., Gutzler D.S. Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter // *Monthly Weather Review*. 1981. V. 109. P. 784–812.
- Wilks D.S. Statistical methods in the atmospheric sciences. 3d ed. London: Academic Press, 2011. 676 p.
- Wilks D.S. Diagnostic Verification of the Climate Prediction Center Long-Lead Outlooks, 1995–98 // *J. Climate*. 2000. V. 13. Is. 13. P. 2389–2403.
- Wilks D.S. Forecast value: Prescriptive decision studies. Economic Value of Weather and Climate Forecasts / Eds. R.W. Katz and A.H. Murphy. Cambridge University Press. 1997. P. 109–145.
- Younas W., Tang Y. PNA Predictability at Various Time Scale // *J. Climate*. 2013. V. 26. P. 9090–9114.

An Analysis of Intra-Seasonal Variability and Predictability of Atmospheric Processes of Regional Scale in the Northern Hemisphere Mid-Latitudes

R. M. Vilfand^{1, *}, I. A. Kulikova^{1, **}, V. M. Khan^{1, 2, 3, ****}, and M. E. Makarova^{1, ***}

¹Hydrometeorological Center of Russia, Bolshoy Predtechensky lane, 13, building 1, Moscow, 123376 Russia

²Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevsky lane, 3, Moscow, 119017 Russia

³Marchuk Institute of Numerical Mathematics, Russian Academy of Sciences, Gubkin St., 8, Moscow, 119333 Russia

*e-mail: romanvilfand@mail.ru

**e-mail: i.kulikova2009@yandex.ru

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

****e-mail: khan@mecom.ru

The issues related to the intra-seasonal variability and predictability of the atmospheric processes of a regional scale in the Northern Hemisphere are considered. To identify the latter, the circulation indices characterizing the large-scale modes of the atmospheric variability are used. An assessment of the regional intra-seasonal variability of the atmospheric processes in the summer and winter seasons of 1991–2020 is given. A study of the practical predictability of the regional atmospheric processes is carried out using the global semi-Lagrangian model developed at the INM RAS jointly with the Hydrometeorological Center of Russia, as well as the reanalysis of the European Center for Medium-Range Weather Forecasts on a weekly and monthly time scales. It is concluded that beyond of the first forecast week, the quality of deterministic (ensemble mean) forecasts drops sharply. In winter, the exception is the Pacific–North American oscillation region, where a useful signal is traced not only for the first prognostic week, but also for the second one. The use of the probabilistic forecasts makes it possible to increase the time interval of predictability compared to the deterministic approach from one week to a month. The biggest errors are noted in the forecasts of the circulation regimes in the west of the North Atlantic and in the west of the northern part of the Pacific, in the regions of the most significant intra-seasonal variability. The obtained results are supposed to be used in the operational practice of the intra-seasonal forecasting of the North Eurasian Climate Center (NEACC).

Keywords: circulation indices, atmospheric variability modes, predictability, intra-seasonal forecasts

УДК 551.465

РОЛЬ РЕГИОНАЛЬНОЙ АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В МЕЖГОДОВОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ АДВЕКЦИИ ТЕПЛА В СЕВЕРО-ЕВРОПЕЙСКИЙ БАССЕЙН

© 2023 г. Д. А. Яковлева^{a, b, *}, И. Л. Башмачников^{a, b}

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

^bНаучный фонд “Международный центр по окружающей среде и дистанционному зондированию им. Хансена”,
14-я линия В. О., 7, Санкт-Петербург, 199034 Россия

*e-mail: d.iakovleva@spbu.ru

Поступила в редакцию 01.03.2023 г.

После доработки 27.04.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

Более 90% океанического тепла поступает в Северный Ледовитый океан с Норвежским течением. В данной статье исследуются причины изменчивости океанического потока тепла с Норвежским течением (через разрез Свиной в южной части Норвежского моря) за 1993–2019 гг. Для анализа используются данные океанического реанализа GLORYS с пространственной дискретностью 1/12°. Было показано, что межгодовые колебания океанического потока тепла определяются изменчивостью расхода, который, в свою очередь, связан с изменениями градиента уровня моря через Норвежское течение. Показано, что увеличение расхода Норвежского течения происходит при понижении атмосферного давления над центральной частью Норвежского моря, что усиливает юго-западные ветра вдоль Скандинавского полуострова. Формируемые градиенты уровня моря через Норвежское течение связаны как с экмановским нагоном, так и с ротором поля ветра. Они оказывают существенное влияние на изменчивость расхода Норвежского течения в исследуемой области. Дополнительным фактором является изменчивость стерического градиента уровня моря, который влияет на изменчивость расхода только в период быстрого роста температуры воды Норвежского течения (1995–2005 гг.).

Ключевые слова: разрез Свиной, океанический поток тепла, расход, Норвежское течение, GLORYS

DOI: 10.31857/S0002351523050127, **EDN:** KOSVGB

ВВЕДЕНИЕ

Поток теплых и соленых атлантических вод поступает с Северо-Атлантическим течением в моря Северо-Европейского бассейна через Фареро-Шетландский пролив, где поток формирует восточную и западную ветви Норвежского течения, несущих теплые воды далее в Арктический бассейн. Восточная ветвь преимущественно формируется Шетландской ветвью Северо-Атлантического течения со средним расходом 3–4 Св (1 Св = 10⁶ м³/с), а западная ветвь – Северо-Исландским течением Ирмингера со средним расходом менее 1 Св и Фарерской ветвью Северо-Атлантического течения со средним расходом 3–4 Св [Hansen et al., 2008].

В южной части Норвежского моря регулярные океанографические наблюдения проводятся на разрезе Свиной (около 66° с.ш.), который пересекает все три ветви Норвежского течения. Средний расход вод Норвежского течения через разрез

Свиной составляет 7–9 Св [Orvik et al., 2001; Hansen et al., 2008], а если учитывать только атлантические воды – 3–4 Св [Hansen et al., 2015]. Общий расход вод остается практически неизменным вплоть до пролива Фрама, где по данным буйковых станций на 78° с.ш. средний расход составляет 7 Св при 3 Св атлантических вод [Schauer et al., 2004; Beszczynska-Moller et al., 2011]. Атлантические воды на всем протяжении Норвежского течения наблюдаются от поверхности до глубины 400–600 м [Latarius and Quadfasel, 2016]. Однако температура атлантических вод уменьшается по мере их движения на север за счет теплообмена с атмосферой и смешения их с гринландскими холодными водами. Так, атлантические воды на разрезе Свиной выделяют: как воды с соленостью выше 35 и с температурой выше 5°C [Orvik et al., 2001], либо воды с соленостью выше 34.95 и с температурой выше 3°C [Latarius and Quadfasel, 2016], либо только по температуре более 4°C [Hansen et al., 2015]. Атлантические воды в проливе Фрама

выделяют уже по изотерме 2°C [Beszczynska-Moller et al., 2011].

Попытки связать расход через разрез Свиной со значениями основного индекса атмосферной циркуляции в северной Атлантике — Северо-Атлантической осцилляцией (CAO) не показали устойчивой значимой связи. Так, значимая связь наблюдалась с расходом восточной ветви атлантических вод за апрель 1996—февраль 1999 гг., что связывалось с изменчивостью западных ветров, но не за апрель 1995—апрель 1996 гг. [Orvik et al., 2001]. Некоторое усиление скорости восточной ветви Норвежского течения с ростом CAO было обнаружено на композитных картах спутниковой альтиметрии [Raj et al., 2018]. Летние значения расхода через разрез Свиной высоко и значимо коррелировали с индексом CAO за февраль—апрель (0.75) [Mork and Blindheim, 2000], однако причины такой межсезонной связи неясны и потому сама связь представляется сомнительной. Эти результаты свидетельствуют, что CAO, как минимум, является не единственным фактором, которой определяет интенсивность потока атлантических вод на север в этом районе. Другие авторы исследовали связь расхода ветвей Норвежского течения с локальным полем ветра. Так, Orvik и Skagseth [2003] обнаружили высокую корреляцию (0.88) между зонально интегрированным ротором напряжения ветра на 55° с.ш. и расходом восточной ветви Норвежского течения на 62° с.ш., при запаздывании расхода на 15 месяцев. Дальнейшее исследование [Orvik, 2022] показало, что в динамике восточной ветви Норвежского течения основную роль играет положение линии нулевого ротора поля ветра, разделяющее субполярный и субтропический океанические круговороты, в восточной Атлантике. Положение же линии нулевого ротора поля ветра во многом определяется значениями индекса Восточно-Атлантической осцилляции (East Atlantic Pattern — EAP).

Океанический поток тепла атлантических вод, нижняя граница которых определяется изотермой 4°C , в среднем составляет 125 ТВт при базовой температуре 0°C [Hansen et al., 2015], тогда как общий поток океанического тепла при той же базовой температуре составляет примерно 200 ТВт [Лебедев и др., 2019]. Этот поток за 20 лет (с 1993 по 2013 гг.) увеличился примерно на 18%, причем наибольшие изменения произошли между 2003 и 2006 г. [Hansen et al., 2015]. Это связывалось с увеличением температуры вод Фарерского течения, которая с середины 1990-х до начала 2000-х гг. увеличилась на 1°C [Hansen et al., 2015]. После этого поток тепла начал уменьшаться и Orvik [2022] не выявил значимых трендов в океанической адвекции тепла восточной ветвью Норвежского течения за период 1995—2020 гг. Изменчивость интенсивности адвекции тепла восточной ветвью Норвежского течения через разрез Сви-

ной определялась изменчивостью расхода, а не температурой воды.

В целом, по данным буев ARGO, поверхностный слой вод Норвежского и Гренландского морей теплее, по крайней мере, за период 2005—2014 гг., поскольку приток теплых атлантических вод в область Норвежского и Гренландского морей был больше, чем отток [Лебедев и др., 2019]. Существенную роль в перераспределении тепла и увеличении температуры Норвежско-Гренландского региона играет перенос тепла вихрями от восточной ветви Норвежского течения в центральные области Лофотенского бассейна [Bashmachnikov et al., 2023]. Этот поток составляет примерно 30% от суммарного притока тепла в Северо-Европейский бассейн с восточной ветвью Норвежского течения.

Данная работа представляет собой дальнейшее исследование причин межгодовой изменчивости интенсивности адвекции тепла атлантических вод в моря Северо-Европейского бассейна, включая обе ветви Норвежского течения, чего не было сделано в предыдущих исследованиях.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В настоящей работе используется массив данных глобального океанического реанализа GLO-RYS (Global Ocean Physics Reanalysis) за период 1993—2019 гг. с временной периодичностью и пространственным разрешением — месяц и $1/12^{\circ}$ (<https://marine.copernicus.eu/>). Реанализ GLO-RYS основан на модели NEMO с атмосферным форсингом из базы данных ERA-Interim. Реанализ GLO-RYS ассимилирует спутниковые данные альтиметрии, температуры поверхности океана, концентрации морского льда и натурные данные профилей температуры и солёности.

В этой работе рассматривается поток атлантических вод на разрезе 66.5° с.ш. и 4° з.д.— 12.5° в.д. (рис. 1), который находится в непосредственной близости от разреза Свиной, где регулярно проводятся гидрологические съемки. Несмотря на некоторые расхождения в ориентации выбранного разреза относительно разреза, где выполнялись натурные наблюдения, далее мы будем называть используемый нами разрез разрезом Свиной. Атлантические воды выделялись от поверхности моря до изопикны 27.8 кг м^{-3} [Vesman et al., 2023]. Глубина залегания изопикны 27.8 кг м^{-3} вдоль разреза увеличивается от примерно 100 м в западной части разреза до 400 м в восточной (рис. 2).

Расход (WT) через разрез был получен по формуле:

$$WT = \iint V dz dx, \quad (1)$$

где V — меридиональная составляющая скорости течения, dz — толщина слоя (м), dx — расстояние вдоль разреза (м).

Формула для расчета интегрированного океанического потока тепла (OHF , ТВт) через разрез:

$$OHF = \iint \rho_0 C_p (T - T_{ref}) V dz dx, \quad (2)$$

где ρ_0 — плотность морской воды (1027 кг/м^3), C_p — удельная теплоемкость морской воды ($3900 \text{ Дж/кг}^\circ\text{C}$), T — температура воды ($^\circ\text{C}$), T_{ref} — базовая температура морской воды. T_{ref} была взята как температура замерзания морской воды (-1.8°C).

Изменение градиентов уровня моря поперек Норвежского течения, вызванных изменчивостью полей ветра и давления, оказывает воздействие на усиление/ослабление течений. Давление на уровне моря и скорость ветра были получены по базе данных атмосферного реанализа ERA-5 (<https://climate.copernicus.eu/>) за период 1993–2019 гг. с дискретностью один месяц. Реанализ ERA-5 имеет пространственное разрешение 0.25° . Он основан на Integrated Forecasting System (IFS) Cy41r2, которая была введена в 2016 г. [Dee et al., 2011]. По полю ветра рассчитывается межгодовая изменчивость нагона и относительной завихренности в районе исследования.

Вертикальная скорость, формирующаяся вследствие прибрежного нагона экмановскими потоками (w_1 , м/с), оценивалась как:

$$w_1 = \frac{\tau_t}{\rho_0 f L}, \quad (3)$$

где τ_t — тангенциальное напряжение ветра вдоль берега (кг/м^2), f — параметр Кориолиса (с^{-1}), L — расстояние от точки сетки до берега (м).

Вертикальная скорость, формирующаяся относительной завихренностью поля ветра (w_2 , м/с), оценивалась как:

$$w_2 = -\frac{1}{\rho_0 f} \text{rot}(\tau), \quad (4)$$

где τ — тангенциальное напряжение ветра.

РЕЗУЛЬТАТЫ

По данным массива GLORYS выделяются все три известные ветви Норвежского течения (рис. 2а), западная (вдоль субполярного фронта), восточная (захваченная кромкой шельфа) и прибрежная (вдоль берега). Первые две ветви приносят атлантические воды Северо-Атлантического течения, а последняя — шельфовые воды Северного моря. Максимальные скорости западной и восточной ветвей составляют до 10 см/с . В данной работе слой атлантических вод был выделен по потенци-

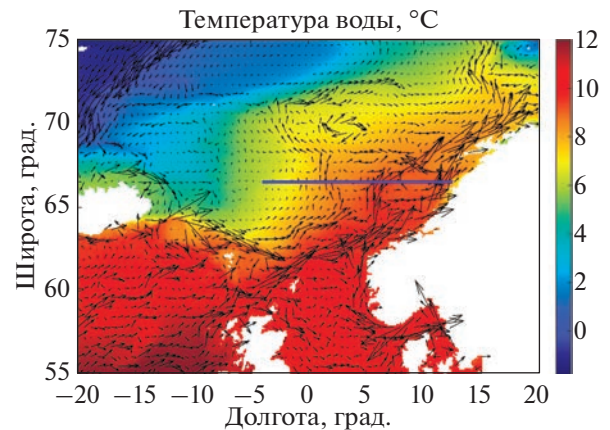


Рис. 1. Пространственное распределение температуры воды ($^\circ\text{C}$) и векторов течений на поверхности моря, осредненные за период 1993–2019 гг. по данным GLORYS. Синей линией показан разрез Свиной (66.5° с.ш. и 4° з.д. — 12.5° в.д.).

альной температуре не менее 4°C , что соответствует изопикне 27.8 кг/м^3 (рис. 2б) и значениям солёности 35.0 – 35.2 (рис. 2в). Прибрежная ветвь существенно распреснена (солёность 33.4), что связано с влиянием вод Балтийского моря и речного стока со Скандинавского полуострова.

Результаты анализа по массиву GLORYS показали, что, за период 1993–2019 гг. расход атлантических вод через выбранный разрез (рис. 1) колебался между 6.5 – 7.5 Св , не показывая значимого тренда (рис. 3). Температура воды в среднем составляла 7.3°C . Она выросла с 1995 по 2003 гг. примерно на 1°C , после чего стабилизировалась на этом уровне (рис. 3а). В согласии с натурными наблюдениями [Orvik, 2022], по данным массива GLORYS океаническая адвекция тепла обеих ветвей Норвежского течения на разрезе Свиной определялась изменчивостью расхода воды (корреляция 0.90), но имела небольшой тренд к повышению. Последний определял низкую (но значимую) корреляцию с временной изменчивостью средней по разрезу температурой воды (0.39). Средние за период значения океанической адвекции тепла составляли 242 ТВт . Относительно высокие значения связаны со взятой нами $T_{ref} = -1.8^\circ\text{C}$. При $T_{ref} = 0^\circ\text{C}$ океанический поток тепла через разрез Свиной в среднем равен 193 ТВт , что соответствует оценкам [Лебедев и др., 2019].

В связи с определяющим влиянием расхода воды на адвекцию тепла (уже выявленное ранее [Orvik, 2022]), далее нами исследовались причины изменчивости расхода. Оказалось, что изменчивость расхода почти полностью определяется изменчивостью градиента уровня моря через Норвежское течение (рис. 3б), что отражается в высоких значениях коэффициента корреляции градиента

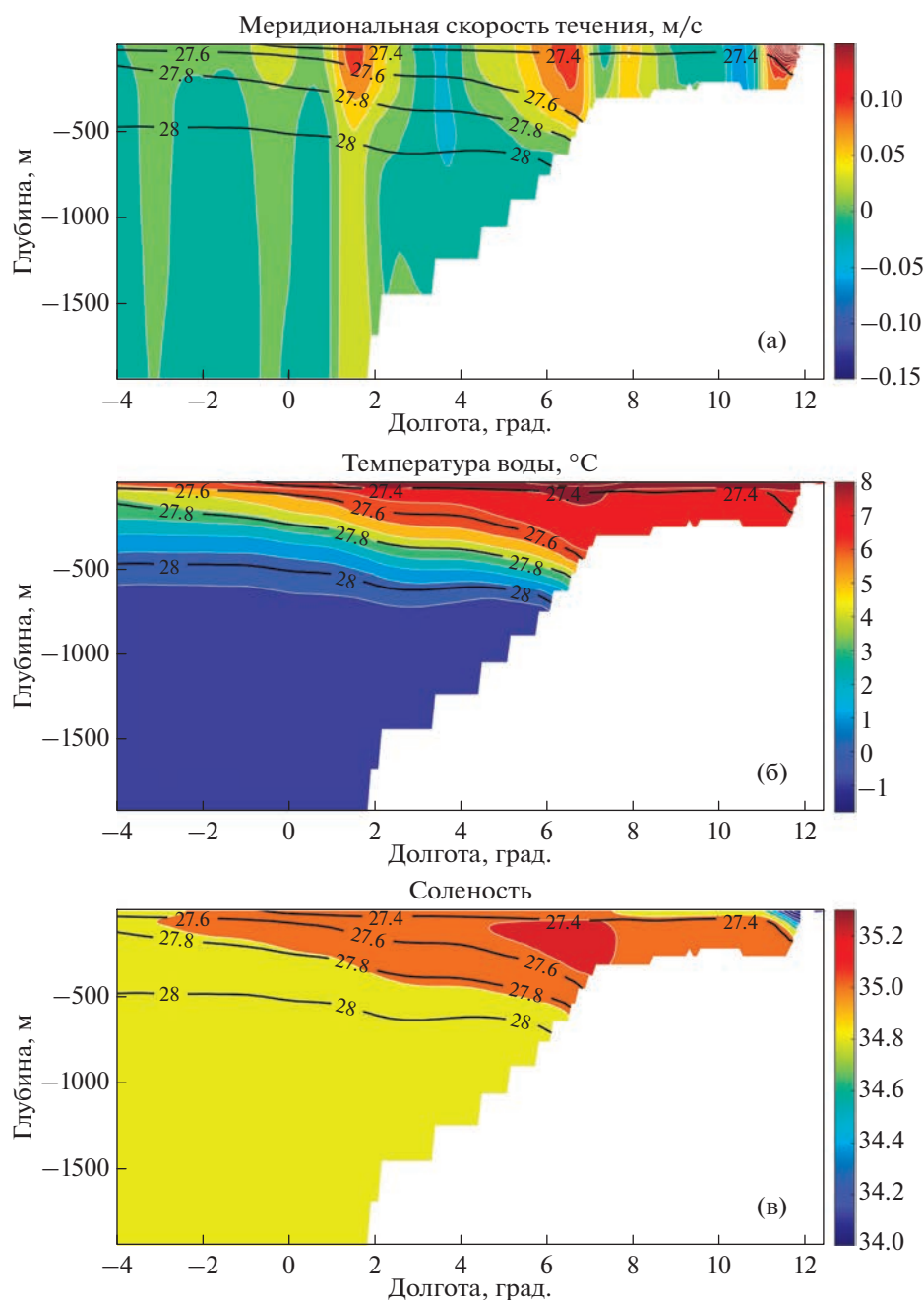


Рис. 2. а — меридиональная составляющая скорости течения (м/с); б — температура воды (°C); в — соленость воды вдоль разреза Свиной по данным GLORYS. Характеристики осреднены за период 1993–2019 гг. На рис. 2б, 2в черными линиями показаны изопикипы потенциальной плотности (кг м^{-3}).

уровня моря с расходом воды (0.82), а также с океаническим потоком тепла (0.64). Это позволяет предположить, что расход (и океаническая адвекция тепла) на разрезе Свиной определяется полем ветра, который обычно и формирует градиенты уровня моря.

В связи с вышесказанным были рассчитаны корреляции среднегодовой адвекции океанического потока тепла атлантических вод с индекса-

ми атмосферной циркуляции, определяющих основные моды изменчивости полей атмосферного давления в Северной Атлантике и прилегающих регионах, а также с океаническими индексами АМОЦ и АМО (табл. 1). Результаты не позволили выявить высокой значимой связи ни с одним из индексов. Ранее низкая корреляция скорости Норвежского течения с индексом САО (0.36) была получена по среднемесячным значениям за пе-

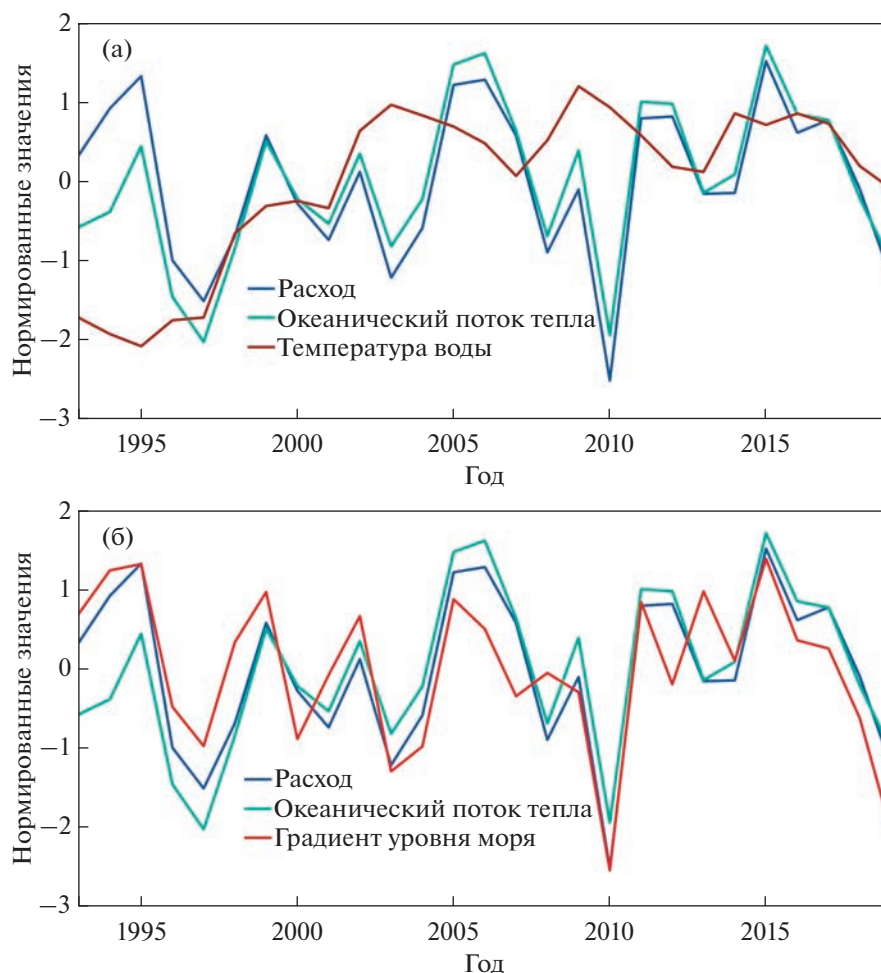


Рис. 3. Межгодовая изменчивость среднегодовых нормированных значений через разрез Свиной за период 1993–2019 гг.: а – расхода (синяя линия), океанического потока тепла (зеленая линия) и температуры воды (красная линия) атлантических вод; б – расхода, океанического потока тепла и градиента уровня моря.

риод 1995–1999 гг. [Skagseth, 2004]. В связи с тем, что использованные индексы отражают основные моды крупномасштабной изменчивости поля атмосферного давления (таких крупных регионов, как всей или значительной части Северной Атлантики или СЛО), мы можем предположить существенную роль региональной составляющей

поля атмосферного давления в межгодовой изменчивости интенсивности адвекции тепла Норвежским течением.

Композитные карты полей давления и ветра в годы наибольших и наименьших значений расхода воды на разрезе Свиной показали, что в годы наибольших расходов через разрез Свиной (1995,

Таблица 1. Корреляции океанической адвекции тепла атлантических вод, расхода воды через разрез Свиной и градиента уровня моря вдоль разреза Свиной с основными атмосферными индексами за период 1993–2019 гг. Жирным шрифтом выделены значимые корреляции. EAP – East Atlantic Pattern (Восточно-Атлантическая осцилляция), TNH – Tropical/Northern Hemisphere Pattern, АМОЦ – Атлантическая меридиональная океаническая циркуляция, АМО – Атлантическая мультideкадная осцилляция, EAWRP – East Atlantic/Western Russia Pattern, NAO – North Atlantic Oscillation (или CAO), PEP – Polar/Eurasia Pattern, SP – Scandinavian Pattern. Все индексы осреднены за январь–март, кроме АМОЦ и АМО, которые осреднены за год. Уровень значимости = 0.38

	EAP	TNH	АМОЦ	АМО	EAWRP	NAO	PEP	SP
Адвекция тепла	–0.21	0.22	0.00	0.43 (АМО опережает на 1 год)	–0.07	0.26	–0.18	–0.15
Расход воды	–0.28	0.16	–0.25	–0.08	–0.05	0.44	–0.04	–0.21
Градиент уровня моря	–0.11	0.03	–0.30	–0.22	–0.07	0.33	0.05	–0.15

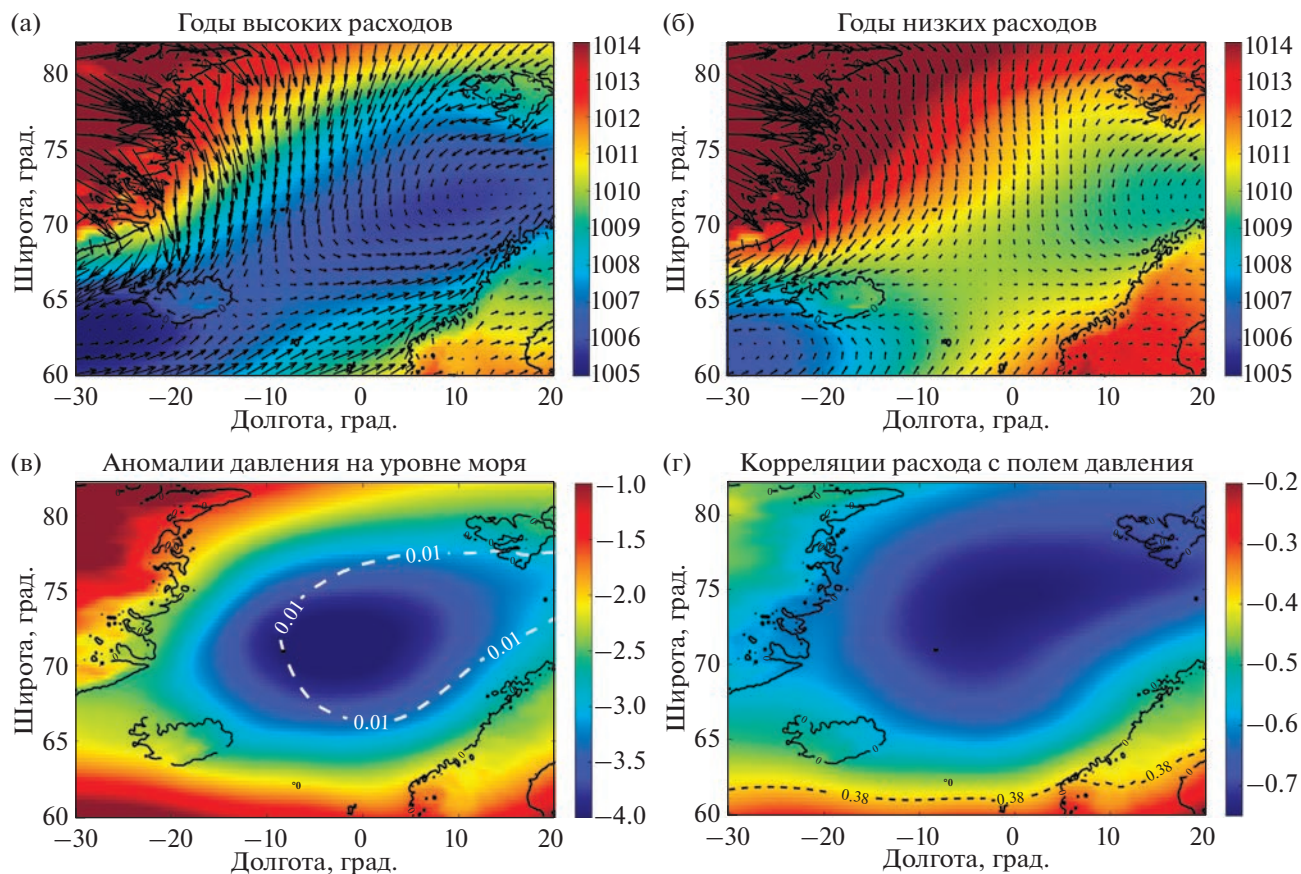


Рис. 4. а — среднее поле давления на уровне моря (гПа) и направление ветра в годы наибольших расходов на разрезе Свиной (1995, 2005, 2006, 2015 годы); б — среднее поле давления на уровне моря (гПа) и направление ветра в годы наименьших расходов на разрезе Свиной (1996, 1997, 2003, 2010, 2019 годы); в — аномалии давления на уровне моря (получены как разность среднего давления в годы наибольших расходов и в годы наименьших расходов на разрезе Свиной); в области внутри петли, очерченной белым пунктиром, различия давления значимы при уровне значимости $\geq 99\%$ (p -значение ≤ 0.01); г — корреляции расхода через разрез Свиной с полем давления на уровне моря при среднегодовом осреднении (пунктирной линией отмечен уровень значимости 0.38).

2005, 2006, 2015 годы) углубляется Исландский минимум и область низкого давления вытягивается на северо-восток через все Норвежское море (рис. 4а). При этом увеличиваются градиенты давления в районе разреза Свиной и усиливается юго-западный ветер. Это увеличивает прибрежный нагон, а также региональные значения ротора поля ветра. В годы наименьших расходов через разрез Свиной (1996, 1997, 2003, 2010 годы) отрицательная аномалия атмосферного давления в области Исландского минимума и Норвежского моря, а также сила ветра в районе исследования, наоборот, ослабевают (рис. 4б). Наиболее выраженная изменчивость аномалий атмосферного давления формируется над Норвежским морем, которая лишь опосредованно связана с индексом CAO (рис. 4в). Для выявления значимости полученных аномалий, для рядов среднегодовых значений давления в годы высоких и в годы низких расходов на разрезе Свиной был проведен дисперсионный анализ (ANOVA). Анализ показал, что в цен-

тральной области наиболее интенсивных аномалий атмосферного давления в центральной части Норвежского моря, различия давления в годы высоких и низких потоков на разрезе Свиной статистически значимы при уровне значимости ($\geq 99\%$, т.е. p -статистики ≤ 0.01). Дополнительно были также рассчитаны корреляции изменчивости расхода через разрез Свиной с изменчивостью атмосферного давления на уровне моря в каждой точке района исследования (рис. 4г). Наиболее сильные отрицательные корреляции около -0.7 (существенно выше уровня значимости) оконтуривают примерно ту же область центральной части Норвежского моря, что на рис. 4в.

Корреляции расхода Норвежского течения с полем атмосферного давления в зоне Исландского минимума, который является одним из центров действия атмосферы для расчета индексов CAO и ЕАР, ослабевают в 1.5–2 раза. Это и является причиной низкой корреляции градиента

уровня моря (и расхода воды) с этими атмосферными индексами (табл. 1).

Поле ветра формирует градиенты уровня моря через конвергенцию (дивергенцию) экмановских потоков, которые проявляются как в виде прибрежного нагона, так и за счет локального ротора поля ветра. Рассчитанный по формуле (3) нагон быстро убывает с расстоянием от берега, но даже над восточной ветвью Норвежского течения, на расстоянии 250 км от берега, создаваемые им вертикальные скорости сравнимы с вертикальными скоростями под действием ротора поля ветра. Градиенты вертикальной скорости поверхности моря вдоль разреза Свиной, которые и вызывают изменчивость уровня моря, для нагона и ротора поля ветра (рис. 5а) значимо и положительно коррелируют между собой, хотя коэффициент корреляции невелик (0.41). В межгодовой изменчивости градиента уровня моря вдоль разреза доминирует влияние нагона. Среднее значение градиента вертикальной скорости, как следствия нагона, составляет 3.3×10^{-12} , а среднее значение градиента вертикальной скорости, возникающей под влиянием воздействием ротора поля ветра, составляет 1.6×10^{-12} . Корреляция наблюдаемого градиента уровня моря с интенсивностью нагона значима и положительна, хотя и невелика (0.46). С градиентом уровня, формируемым ротором поля ветра, аналогичная корреляция также положительна, но не превышает уровня значимости (0.30). Корреляции межгодовой изменчивости расхода и океанического потока тепла с изменчивостью градиента уровня, формируемого нагоном, тоже значимы и положительны, и составляют 0.54 и 0.46, соответственно. Корреляции межгодовой изменчивости расхода и океанического потока тепла с изменчивостью градиента уровня, связанного с ротором поля ветра, незначимы (0.38 и 0.36, соответственно). Совместный учет градиента ротора поля ветра и нагона несколько повышают корреляции как с расходом (0.57), так и с океаническим потоком тепла (0.50).

Градиент уровня моря через Норвежское течение имел схожую межгодовую изменчивость и с градиентом стерических колебаний, рассчитанных для слоя 0–500 м (рис. 5б). Среднее значение градиента уровня моря вдоль разреза составлял 6×10^{-7} м, а градиент стерических колебаний — -1×10^{-7} м. Корреляция между ними значимая положительная 0.57. Нужно отметить, что наибольшая связь (0.82) градиента стерических колебаний с градиентом уровня моря прослеживается между 1995 и 2006 гг., когда среднегодовая температура вод Норвежского течения монотонно росла (рис. 3а). Значимых связей градиента стерических колебаний с расходом или с океаническим потоком тепла обнаружено не было.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данной работе проведен анализ причин межгодовой изменчивости океанической адвекции теплых атлантических вод через разрез Свиной (66.5° с.ш., 4° з.д. — 12.5° в.д.) на основе данных океанического реанализа GLORYS за период 1993–2019 гг. Разрез Свиной был выбран в связи с хорошей обеспеченностью данными натурных наблюдений, ассимилируемых реанализом GLORYS.

Было выявлено, что изменчивость океанической адвекции тепла, в первую очередь, связана с изменчивостью расхода воды через разрез (корреляция 0.9), а не с температурой воды (корреляция 0.4). [Tsubouchi et al., 2021], анализируя область истоков Норвежского течения, утверждают, что увеличение потока атлантических вод связано со скоростью течения за период 1998–2002 гг., а за 2000–2004 гг. связаны с увеличением температуры воды. За исследуемый нами период 1993–2019 гг. температура воды на разрезе Свиной имела выраженную тенденцию к росту с 1995 по 2005 гг., но даже в этот период не определяла характера межгодовой изменчивости потока тепла через разрез. Такое различие с результатами [Tsubouchi et al., 2021] может быть связано с расположением исследуемых авторами разрезов на несколько градусов южнее нашего региона. Довольно быстрое падение когерентности изменчивости потоков тепла на различных разрезах вдоль Норвежского и Западно-Шпицбергенского течений было выявлено [Vesman et al., 2023]. Вместе с тем мы допускаем смену доминирующих механизмов изменчивости потока тепла на разных временных масштабах. Так, на примере Нордкапского течения, ранее было показано, что с увеличением временного масштаба осреднения роль расхода в изменчивости потока тепла уменьшается, а роль изменчивости температуры воды, наоборот, увеличивается [Башмачников и др. 2018].

Ранее была проанализирована изменчивость температуры верхнего слоя океана в связи с изменчивостью Атлантической меридиональной океанической циркуляции (АМОЦ) [Яковлева и др. 2023]. Было показано, что на меж-десятилетних масштабах изменчивости усиление АМОЦ ведет к увеличению температуры воды в юго-восточной части Норвежского моря. Действительно, с 1995 по 2005 гг., рост температуры воды на разрезе Свиной согласуется с ростом интенсивности АМОЦ [Chen and Tung, 2018; Кузнецова и Башмачников, 2021]. Однако в период с 2005 по 2015 гг., когда интенсивность АМОЦ уменьшалась, температура воды на разрезе Свиной не падала, а даже немного росла (рис. 3а). Это свидетельствует о важности региональных факторов не только в изменчивости расхода, но и температуры атлантических вод Норвежского течения.

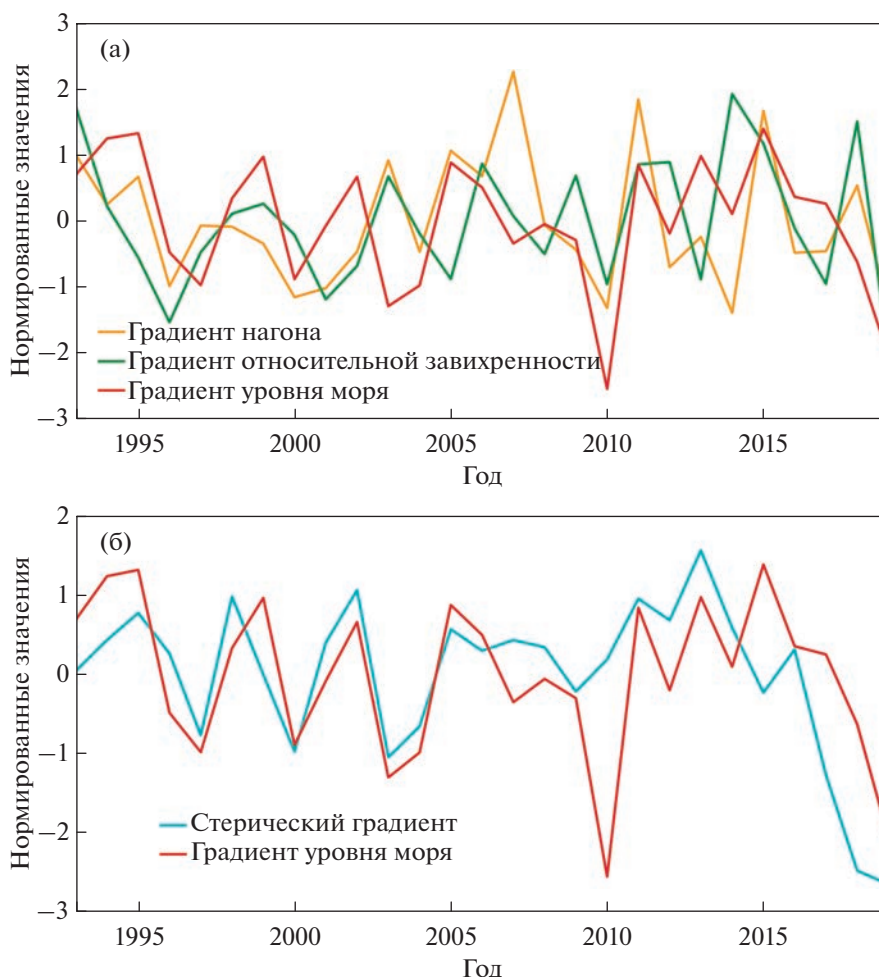


Рис. 5. Межгодовая изменчивость среднегодовых нормированных значений градиента уровня моря на разрезе Свиной за 1993–2019 гг. (красным) и (а) — градиента уровня моря, связанного с нагоном (желтым), градиента уровня моря, связанного с относительной завихренностью поля ветра (зеленым); и (б) — градиента стерической составляющей уровня моря (голубым).

Детали механизма изменчивости расхода через регулирование градиентов уровня моря региональным атмосферным воздействием исследованы впервые. Корреляция межгодовой изменчивости градиента уровня моря вдоль разреза с расходом составляет 0.82, а с океанической адвекцией тепла — 0.64. Было показано, что увеличение расхода через разрез Свиной связано с выраженной отрицательной аномалией атмосферного давления над центральной частью Норвежского моря. Эта аномалия слабо связана с САО, что определяет малые коэффициенты корреляции расхода и САО. Это отличает исследуемый регион от района южнее, где корреляции расхода течения с САО более выражены [Raj et al., 2018; Tsubouchi et al., 2021].

Формирование отрицательной аномалии давления над Норвежским морем приводит к усилению юго-западного ветра вдоль всего Скандинавского полуострова, что способствует нагону и увеличению градиентов уровня моря. Это пока-

зывает, что полученные результаты для разреза Свиной будут определять изменчивость восточной (но не западной) ветви Норвежского течения вдоль всего Скандинавского полуострова. Севернее, к западу от Шпицбергена, выявленная атмосферная аномалия уже не приводит к усилению геострофической составляющей Западно-Шпицбергенского течения, что, вероятно, и является одной из причин снижения коэффициентов корреляции между потоками океанического тепла к западу от Скандинавского полуострова и к западу от Шпицбергена до незначимых [Vesman et al., 2023].

ВЫВОДЫ

На основе проведенного анализа, можно сделать следующие выводы.

Межгодовая изменчивость адвективного потока тепла на разрезе Свиной полностью определяется расходом. Эту связь, однако, не следует автоматически экстраполировать на меж-десятилет-

ную изменчивость, которая требует отдельного изучения.

Расход на разрезе Свиной определяется градиентом уровня моря, который формируется, прежде всего, экмановским нагоном. Корреляция изменчивости градиента уровня моря, вызванного совместной изменчивостью величины нагона и локального ротора поля ветра, значимо коррелирует с расходом (0.57) и с океаническим потоком тепла (0.50).

В период роста средней температуры Норвежского течения (с 1995 по 2005 гг.) важную роль в формировании межгодовой изменчивости уровня моря через Норвежское течение может также играть межгодовая изменчивость стерического градиента уровня моря.

Выявленная аномалия поля атмосферного давления в центральной части Норвежского моря, приводящая к росту расхода на разрезе Свиной, будет оказывать влияние и на расход восточной ветви Норвежского течения вдоль всего Скандинавского полуострова, но не на дальнейшую адвекцию тепла на север вдоль Западно-Шпицбергенского течения.

Работа выполнена в рамках проекта Министерства науки и высшего образования РФ № 13.2251.21.0006 (идентификатор RF-225121X0006, соглашение № 075-10-2021-104 в информационной системе “Электронный бюджет” РФ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Башмачников И.Л., Юрова А.Ю., Бобылев Л.П., Весман А.В. Сезонная и межгодовая изменчивость потоков тепла в районе Баренцева моря // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. №. 2. С. 1–11.
- Кузнецова Д.А., Башмачников И.Л. О механизмах изменчивости Атлантической меридиональной океанической циркуляции (АМОЦ) // Океанология. 2021. Т. 61. № 6. С. 843–855.
<https://doi.org/10.31857/S0030157421060071>
- Лебедев К.В., Филюшкин Б.Н., Кожелупова Н.Г. Водобмен Полярных морей с Атлантическим и Северным Ледовитым океанами на основе наблюдений Арго // Океанологические исследования. 2019. Т. 47. № 2. С. 183–197.
- Яковлева Д.А., Башмачников И.Л., Кузнецова Д.А. Влияние Атлантической меридиональной океанической циркуляции на температуру верхнего слоя Северной Атлантики и атлантического сектора Северного Ледовитого океана // Океанология. 2023. Т. 63. № 2. С. 173–181.
- Bashmachnikov I.L., Raj R.P., Golubkin P., Kozlov I.E. Heat transport by mesoscale eddies in the Norwegian and Greenland seas // J. Geophysical Research: Oceans. 2023. P. e2022JC018987.
<https://doi.org/10.1029/2022JC018987>
- Beszczynska-Moller A., Woodgate R.A., Lee C. et al. A synthesis of exchanges through the main oceanic gateways to the Arctic Ocean // Oceanography. 2011. V. 24. № 3. P. 82–99.
- Chen X., Tung K.K. Global surface warming enhanced by weak Atlantic overturning circulation // Nature. 2018. V. 559. № 7714. P. 387–391.
- Dee D.P., Uppala S.M., Simmons A.J. et al. The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system // Quarterly J. royal meteorological society. 2011. V. 137. № 656. P. 553–597.
- Hansen B., Østerhus S., Turrell W.R. et al. The inflow of Atlantic water, heat, and salt to the nordic seas across the Greenland–Scotland ridge // Arctic–subarctic ocean fluxes: Defining the role of the northern seas in climate. 2008. P. 15–43.
- Hansen B., Larsen K.M.H., Hátún H. et al. Transport of volume, heat, and salt towards the Arctic in the Faroe Current 1993–2013 // Ocean Science. 2015. V. 11. №. 5. P. 743–757.
- Hersbach H., Bell B., Berrisford P. et al. The ERA5 global reanalysis // Quarterly J. Royal Meteorological Society. 2020. V. 146. № 730. P. 1999–2049.
- Latarius K., Quadfasel D. Water mass transformation in the deep basins of the Nordic Seas: Analyses of heat and freshwater budgets // Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. 2016. V. 114. P. 23–42.
- Mork K.A., Blindheim J. Variations in the Atlantic inflow to the Nordic Seas, 1955–1996 // Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. 2000. V. 47. № 6. P. 1035–1057.
- Orvik K.A. Long-Term Moored Current and Temperature Measurements of the Atlantic Inflow Into the Nordic Seas in the Norwegian Atlantic Current; 1995–2020 // Geophysical Research Letters. 2022. V. 49. № 3. P. e2021GL096427.
- Orvik K.A., Skagseth Ø. The impact of the wind stress curl in the North Atlantic on the Atlantic inflow to the Norwegian Sea toward the Arctic // Geophysical Research Letters. 2003. V. 30. №. 17.
- Orvik K.A., Skagseth Ø., Mork M. Atlantic inflow to the Nordic Seas: current structure and volume fluxes from moored current meters, VM-ADCP and SeaSoar-CTD observations, 1995–1999 // Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. 2001. V. 48. № 4. P. 937–957.
- Raj R.P., Nilsen J.Ø., Johannessen J.A. et al. Quantifying Atlantic Water transport to the Nordic Seas by remote sensing // Remote Sensing of Environment. 2018. V. 216. P. 758–769.
- Schauer U., Fahrbach E., Østerhus S., Rohardt G. Arctic warming through the Fram Strait: Oceanic heat transport from 3 years of measurements // J. Geophysical Research: Oceans. 2004. V. 109. № C6.
- Skagseth Ø. Monthly to annual variability of the Norwegian Atlantic slope current: Connection between the northern North Atlantic and the Norwegian Sea // Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. 2004. V. 51. № 3. P. 349–366.
- Tsubouchi T., Våge K., Hansen B. et al. Increased ocean heat transport into the Nordic Seas and Arctic Ocean over the period 1993–2016 // Nature Climate Change. 2021. V. 11. № 1. P. 21–26.
- Vesman A.V., Bashmachnikov I.L., Golubkin P.A., Raj R.P. The coherence of the oceanic heat transport through the Nordic seas: oceanic heat budget and interannual variability // Russian J. Earth Sciences. 2023. P. 1–24.

The role of Regional Atmospheric Circulation in Interannual Variability of the Ocean Heat Advection in the Nordic Seas

D. A. Iakovleva^{1, 2, *} and I. L. Bashmachnikov^{1, 2}

¹*St. Petersburg State University, SPbSU, Universitetskaya nab., 7/9, St. Petersburg, 199034 Russian*

²*Nansen International Environmental and Remote Sensing Centre, 14 Line Vasilievsky Island, 7, St. Petersburg, 199034 Russia*

**e-mail: d.iakovleva@spbu.ru*

More than 90% of oceanic heat enters the Arctic Ocean with the Norwegian Current. In this paper we examine the mechanisms of variability of the oceanic heat flux in the Norwegian Current (across the Svinoy section in the southern Norwegian Sea) in 1993–2019. GLORYS oceanic reanalysis with a spatial resolution of $1/12^\circ$ is used. It is found that the variability of oceanic heat flux is associated with that of water transport, which, in turn, is associated with variability of the sea level gradient across the Norwegian Current. It is shown that an increase in water transport of the Norwegian Current is a result of a decrease of the atmospheric pressure over the central part of the Norwegian Sea. The latter intensifies the southwesterly winds along the Scandinavian Peninsula. The sea level gradients across the Norwegian Current, formed by the winds, are primarily associated with Ekman pumping towards the coast, as well as with the wind stress curl. Both have a significant impact on the variability of water transport through the section. Another factor is variability of the steric sea level gradient, which significantly affects the water transport during the period of a rapid temperature rise of in the Norwegian Current (1995–2005).

Keywords: Svinoy section, oceanic heat flux, discharge, Norwegian Current, GLORYS

УДК 551.583

ИЗМЕНЧИВОСТЬ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУР ВОЗДУХА И ОСАДКОВ В КОНЦЕ XX И В НАЧАЛЕ XXI ВЕКОВ В РАЗЛИЧНЫХ ПРИРОДНЫХ ЗОНАХ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ РЕАНАЛИЗА ERA5

© 2023 г. И. В. Железнова^а, *, Д. Ю. Гущина^а, **

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, Москва, 199911 Россия

*e-mail: ijeleznova@gmail.com

**e-mail: dasha155@mail.ru

Поступила в редакцию 27.02.2023 г.

После доработки 19.06.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

Глобальный рост температуры на планете сопровождается увеличением частоты возникновения экстремальных погодных событий, которые могут привести к значительным нарушениям в течении обменных процессов в растениях и функционировании растительных сообществ. В зависимости от типа растительности и климатических условий степень и характер такого влияния может значительно изменяться. Поэтому задачей настоящей работы было выявить районы с различными типами растительных сообществ, наиболее подверженные воздействию экстремальных температур и осадков в последние десятилетия. Для выявления регионов с экстремальными значениями температуры и осадков выбран метод оценки частоты превышения заданного порога (менее 5% квантиля или более 95% квантиля) для подобранных теоретических функций распределения плотности вероятности для рядов температуры воздуха и осадков. Для всего Земного шара рассчитано количество случаев превышения порога экстремальности, проанализирована их пространственно-временная изменчивость в различные сезоны года и в первые десятилетия XXI века по сравнению с концом XX века. Выявлены регионы с различными типами растительных сообществ, в которых отмечается наиболее выраженное усиление экстремальности режима температуры и осадков в условиях меняющегося климата.

Ключевые слова: экстремальные явления погоды, растительные сообщества, температура воздуха, атмосферные осадки, изменение климата

DOI: 10.31857/S0002351523050139, EDN: ANDMWR

1. ВВЕДЕНИЕ

Глобальный рост температуры на планете сопровождается увеличением частоты возникновения экстремальных погодных событий [Parmesan et al., 2022; Seneviratne et al., 2021]. Экстремальные явления погоды, проявляющиеся в резких температурных колебаниях, дефиците или избытке атмосферных осадков могут привести к значительным нарушениям в течении обменных процессов в растениях и функционировании растительных сообществ [Reichstein et al., 2013; Zscheischler et al., 2014a].

Метеорологические условия оказывают существенное влияние на рост, развитие и продуктивность наземных экосистем, регулируя процессы

транспирации и CO₂ обмена растительных сообществ. Так, засухи и волны жары приводят к увеличению эмиссии диоксида углерода (CO₂) в атмосферу, в то время как более холодные и влажные периоды ассоциируются с ростом поглощения CO₂ наземными экосистемами [Zscheischler et al., 2014b]. В целом ряде работ показано [Reichstein et al., 2013; Zscheischler et al., 2014c; Zscheischler et al., 2014b], что ключевым фактором, определяющим экстремальное уменьшение валовой первичной продукции (GPP), является дефицит осадков. В то же время реакция составляющих углеродного баланса на изменение климата имеет высокую степень неопределенности: повышение температуры с одной стороны увеличивает поглощение CO₂ экосистемами суши [Beer et al., 2010], но также и ассоциируется с интенсификацией почвенного дыхания [Mahecha et al., 2010].

Кроме того, в зависимости от типа растительности и климатических условий степень и харак-

Статья подготовлена на основе 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.).

тер влияния экстремальных погодных условий на экосистемы может значительно изменяться. Так, экстремальные значения потоков диоксида углерода в тропических лесах более тесно связаны с доступностью воды, тогда как экстремальные значения потоков CO_2 в бореальных лесах в большей степени обусловлены изменениями температуры [Zscheischler et al., 2014b]. В областях с луговой растительностью, также как и в тропических лесах, доминирует влияние дефицита увлажнения на потоки углекислого газа [Li et al., 2016].

Однако, несмотря на то, что основные механизмы воздействия экстремальных климатических событий на растительные сообщества достаточно хорошо изучены, количественная, статистически значимая оценка отклика наземных экосистем на экстремальные погодные события ограничена с одной стороны количеством наблюдаемых экстремальных событий, а с другой — недостатком систематически собираемых данных, в первую очередь по потокам парниковых газов в различных растительных сообществах.

Лишь в небольшом количестве исследований предпринимались попытки определить крупномасштабные закономерности пространственно-временного распределения экстремальных явлений погоды и их эффекта на функционирование растительных сообществ [Zhao and Running, 2010; Zscheischler et al., 2013]. Во многом это обусловлено отсутствием общих критериев для оценки экстремальных воздействий. В некоторых работах предпринимались попытки определить пороговые значения погодных и климатических аномалий, вызывающих существенные изменения в функционировании природных экосистем [Frank et al., 2015; Smith, 2011], но они либо сосредоточены на отдельных регионах, либо в них предложена теоретическая методика и отсутствуют примеры конкретных пороговых значений для отдельных метеорологических параметров, которые могут существенно различаться для географических районов и типов растительных сообществ.

Для развития исследования влияния экстремальных погодных событий на функционирование различных типов растительных сообществ возникает необходимость на первом этапе определить динамику экстремальности климата в течение нескольких десятилетий в глобальном масштабе. Оценки изменчивости режима экстремальных температур [Hansen, Sato, Ruedy, 2012] и осадков [O’Gorman, 2015; Tabari, 2020] уже предпринимались ранее, но с применением сильно различающихся методов и исходных данных. Кроме того, с момента выхода некоторых работ прошло уже довольно много времени, поэтому полученные ранее результаты требуют актуализации с учетом произошедших за последнее десятилетие глобальных климатических изменений. Целью настоящего

исследования является получение глобального пространственного распределения частоты возникновения экстремальных погодных и климатических условий (для температуры воздуха и осадков как ключевых факторов, определяющих режим функционирования растительных сообществ), а также оценка их временной динамики в контексте глобального роста температуры.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДИКА

2.1. Данные

Для выявления регионов с экстремальными значениями температуры и осадков были использованы ежемесячные данные глобального реанализа ERA5 [Hersbach et al., 2020] для всего Земного шара с шагом сетки $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ за период 1980–2021 гг. Были использованы данные о температуре воздуха на уровне 2 метра и средней месячной интенсивности осадков. Исходные данные о температуре были переведены из Кельвинов в градусы Цельсия, данные по осадкам преобразованы из единиц интенсивности ($\text{кг}/\text{м}^2 \text{ с}$) в месячные суммы. Рассматривались только узлы сетки, попадающие на сушу.

2.2. Методика

Порог экстремальности температуры воздуха и осадков на первом этапе определялся на основе двух различных статистических подходов:

1) превышение одного среднеквадратического отклонения (± 1 СКО), рассчитанного по полному временному ряду среднемесячных значений температуры воздуха и осадков за период с 1980 по 2021 гг.;

2) превышение 95% (или не достижение 5%) квантиля функции распределения вероятности для тех же величин.

Расчет пороговых значений проводился для всех календарных месяцев отдельно, чтобы выявить значимые отклонения от климатической нормы с учетом годового хода метеорологических параметров.

В качестве функции распределения, на основе которой были рассчитаны квантильные значения, для температуры воздуха было использовано нормальное распределение, для осадков — распределение Вейбулла [Weibull, 1951]. На рис. 1 приведены результаты теста на соответствие выбранных теоретических типов распределения эмпирическому распределению функции вероятностей метеовеличин в каждом узле сетки реанализа. Для температуры воздуха (рис. 1а) области, для которых тест Шапиро-Уилка [Shapiro and Wilk, 1965] отвергает нулевую гипотезу о нормальности распределения, располагаются преимущественно над океанами. Наиболее обширные зоны нахо-

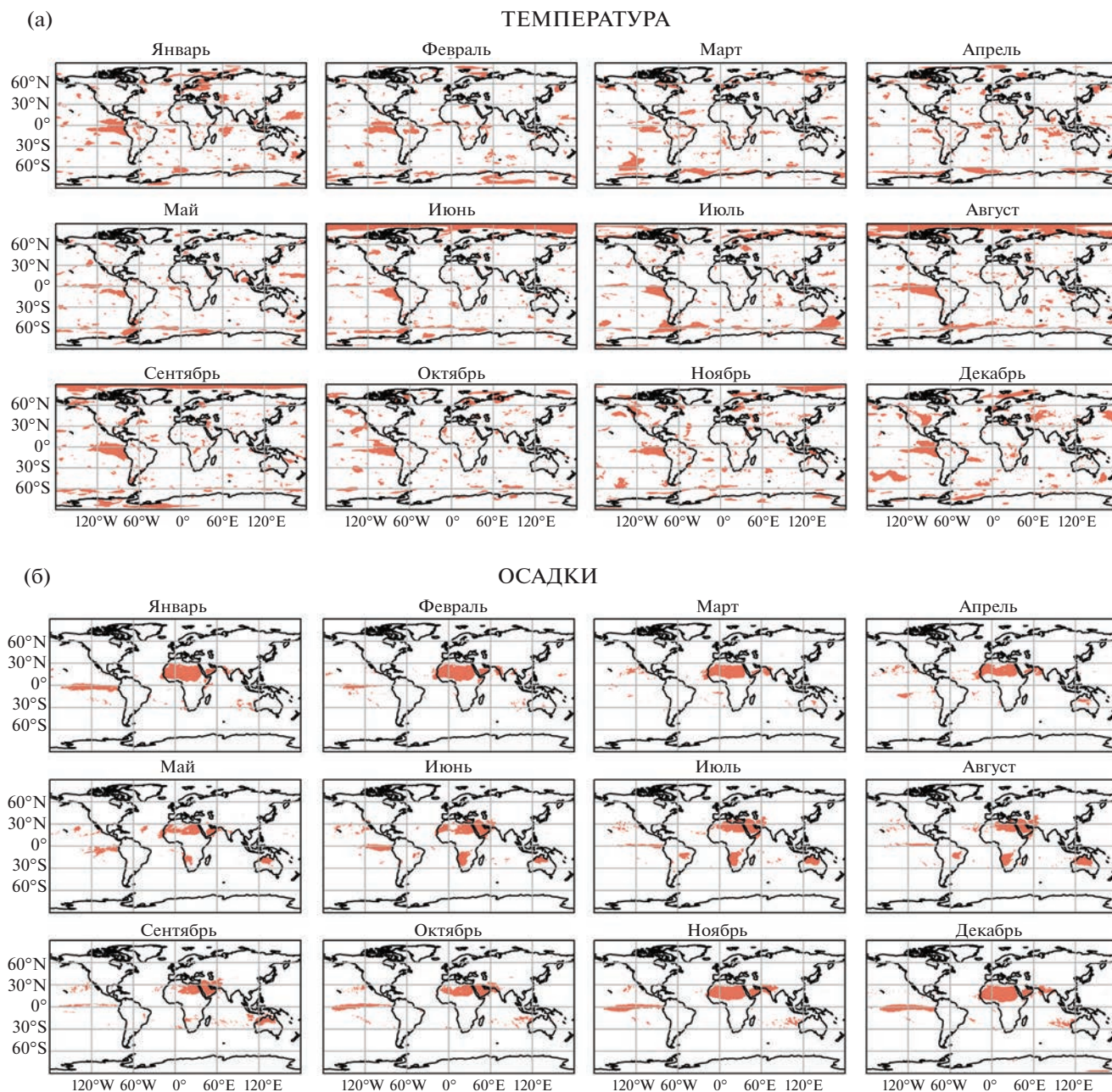


Рис. 1. Области, в которых нулевая гипотеза о соответствии ряда данных выбранной функции распределения отклонена. Для температуры воздуха (а) использовался тест Шапиро-Уилка для оценки соответствия нормальному распределению, для осадков (б) — тест Колмогорова-Смирнова для оценки соответствия распределению Вейбулла.

дятся в зоне распространения явления Эль-Ниньо в Тихом океане и в летние месяцы в Арктике. На суше нормальное распределение для оценки экстремальности температуры воздуха не может быть использовано в небольших по площади районах, локализация которых сильно меняется от месяца к месяцу. Данные об осадках не могут быть аппроксимированы распределением Вейбулла (согласно тесту Колмогорова-Смирнова [Frank, Massey, 1951]) преимущественно в пустынных районах тропических широт (рис. 1б),

где среднегодовое количество осадков крайне мало. В то же время над большей частью континентов распределение Вейбулла может быть использовано для аппроксимации распределения осадков и выделения квантильных значений.

Таким образом, исключая регионы и периоды, когда выбранные функции распределения не могут быть использованы, можно получить обобщенные статистические оценки для сезонов, полугодий и года в целом.

Таблица 1. Коэффициент пространственной корреляции между полями числа случаев экстремальных событий, рассчитанных по двум методам определения порогового значения (превышение СКО и превышение квантиля) за период 1980–2021 гг.

Температура		Осадки	
<5%/ 1СКО	>95%/ 1СКО	<5%/ 1СКО	>95%/ 1СКО
0.85	0.86	0.63	0.77

Данные реанализа, даже имеющего хорошее пространственное разрешение, как ERA5, часто недооценивают абсолютные значения метеовеличин для экстремальных событий, а также менее точно воспроизводят поля атмосферных осадков по сравнению с полями температуры воздуха [Lei et al., 2022; Xu et al., 2022]. Однако для месячного масштаба осреднения пространственная структура климатических полей воспроизводится достаточно реалистично, особенно во внетропических широтах [Lavers et al., 2022]. Чтобы избежать недооценки абсолютных значений температуры воздуха и осадков, в настоящем исследовании мы рассматриваем не сами метеорологические параметры, а частоту превышения ими пороговых значений, соответствующих экстремальным условиям. Для каждого узла сетки реанализа, попадающего на сушу, было выявлено число случаев превышения установленного порога экстремальности для температуры воздуха и осадков за исследуемый период.

Для оценки изменения пространственной структуры полей аномалий температуры воздуха и осадков в разные временные периоды и сезоны года был использован коэффициент двумерной корреляции:

$$r = \frac{\sum_m \sum_n (A_{mn} - \bar{A})(B_{mn} - \bar{B})}{\sqrt{\left(\sum_m \sum_n (A_{mn} - \bar{A})^2\right) \left(\sum_m \sum_n (B_{mn} - \bar{B})^2\right)}}, \quad (1)$$

где m и n — число точек по двум размерностям (долготе и широте), A_{mn} и B_{mn} — значения двумерных массивов A и B в данном узле сетки, $\bar{A}$ и $\bar{B}$ — средние значения по всем точкам двумерных массивов.

Пространственная структура частоты возникновения экстремальных событий, определенная двумя методами, хорошо согласуется друг с другом. Это подтверждается коэффициентом пространственной двумерной корреляции между полученными полями (табл. 1).

Число случаев экстремальных температур, определенных двумя различными способами, имеет коэффициент двумерной корреляции 0.85–0.86. Корреляция между числом случаев экстремальных осадков, определенных двумя методами, меньше,

чем для температуры, особенно в областях частого возникновения засух (коэффициент корреляции 0.63). Это может быть связано с особенностью функции распределения Вейбулла в области малых значений. При этом критерий превышения 95% квантиля (или недостижения 5% квантиля) оказывается более жестким, чем превышение СКО, и абсолютное количество месяцев с экстремальными значениями, выделенными по распределению вероятностей, за исследуемый период оказывается в 2 раза меньше, чем количество месяцев, когда превышался порог в 1 СКО.

Для дальнейших исследований был выбран метод выделения экстремальных значений на основе превышения квантиля функции распределения, т.к. оценка на основе специально подобранной для каждого параметра функции распределения вероятности более точно учитывает повторяемость экстремальных значений, особенно на “хвостах” распределения. Кроме того, этот критерий оказывается более “жестким” и позволяет выявить наиболее сильные аномалии.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Анализ частоты возникновения экстремальных событий в конце XX (1980–2000) и начале XXI (2001–2021) веков

Первым этапом работы стала оценка изменчивости частоты возникновения экстремальных погодных условий в последние десятилетия. Для этого данные были разделены на 2 периода — конец XX века (1980–2000 гг.) и начало XXI века (2001–2021 гг.). Продолжительность обоих периодов одинакова и составляет 21 год, что позволяет сопоставлять напрямую число месяцев с экстремальными отклонениями в каждом из периодов. На рис. 2 приведены карты числа месяцев с экстремальными значениями температуры воздуха и осадков для всего периода (1980–2021 гг.), а также в течение конца XX и начала XXI века. Тенденция изменения числа случаев экстремальных температур (рис. 2а) хорошо соотносится с глобальным трендом потепления в последние десятилетия: в конце XX века отмечается намного больше экстремально холодных месяцев и намного меньше экстремально теплых, чем в начале XXI века. В начале XXI века — напротив, более редкими становятся месяцы с экстремально низкими температурами и более частыми — с экстремально высокими. Также отмечается изменение локализации областей с максимальным количеством экстремальных событий. Так, например, в конце XX века экстремально холодные события чаще фиксировались на юге и западе Австралии, а в начале XXI века сместились на север континента. Экстремально теплые месяцы в период 1980–2000 гг. более часто отмечались на севере, а в период

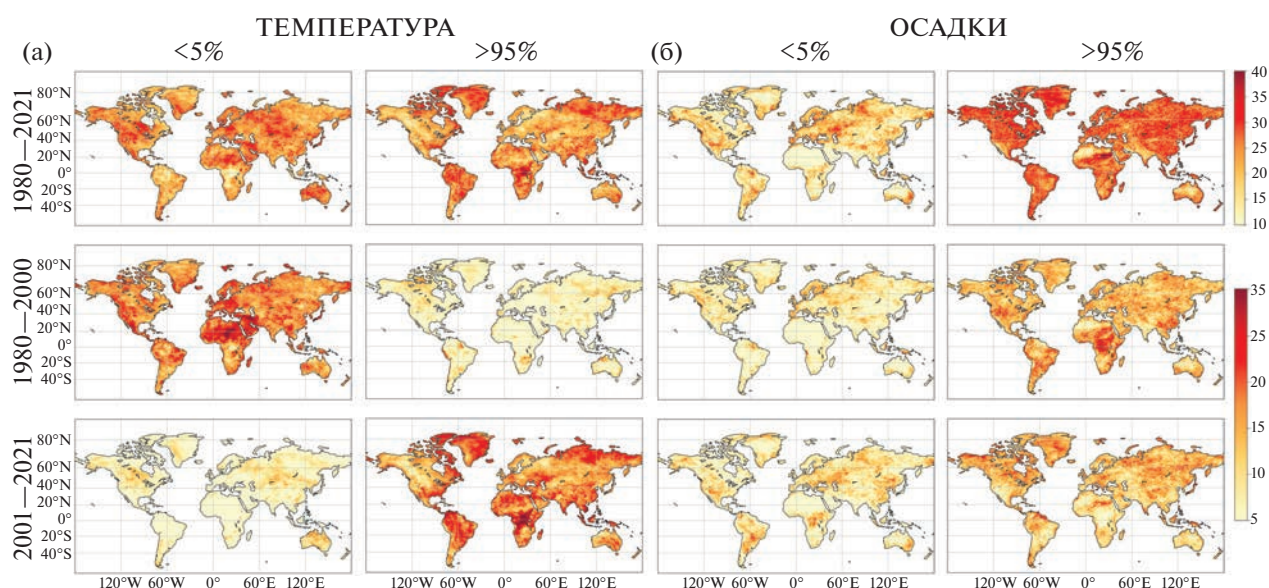


Рис. 2. Число месяцев с экстремальными значениями среднемесячной температуры воздуха (а) и месячных сумм осадков (б) за весь период 1980–2021 гг., в конце XX века (1980–2000 гг.), и в начале XXI века (2001–2021 гг.).

2001–2021 гг. — на юго-востоке Австралии. Аналогичная ситуация наблюдается и на других континентах. Таким образом, хотя общая тенденция изменения числа экстремальных событий в XXI веке связана с трендом глобального роста температуры, пространственное распределение этих событий также изменяется, и области, где чаще формируются экстремальные термические условия, в ряде случаев меняют свою локализацию. Это подтверждает и коэффициент пространственной двумерной корреляции для полей температуры воздуха для конца XX и начала XXI века (табл. 2). Отрицательная корреляционная связь двух полей значима, но не слишком велика (-0.59).

В полях месячных сумм осадков (рис. 2б) тренд проявляется намного слабее: в целом по планете число месяцев с экстремальными осадками от конца XX к началу XXI века меняется незначительно. Однако можно отметить, что в целом за весь рассматриваемый период намного чаще фиксируются ситуации с экстремально сильными осадками по сравнению с экстремально засушливыми месяцами. Также можно отметить сильное изменение локализации областей с максимальным числом экстремальных событий между двумя рассматриваемыми периодами — особенно ярко это заметно для очень слабых осадков. И, если для сильных осадков можно говорить о слабой значимой отрицательной пространственной корреляции между числом экстремальных явлений в конце XX и начале XXI века (-0.49), то для слабых осадков коэффициент корреляции оказывается положительным и не превышает порога значимости (0.35).

3.2. Анализ годового хода частоты возникновения экстремальных событий в различных природных зонах

Следующим этапом исследования стала оценка пространственного распределения частоты возникновения экстремальной температуры воздуха и осадков в отдельные сезоны года (декабрь—январь—февраль, март—апрель—май, июнь—июль—август и сентябрь—октябрь—ноябрь) в конце XX и начале XXI века. При рассмотрении сезонных различий можно выделить несколько регионов с существенным ростом экстремальности в период 2001–2021 гг. по сравнению с 1981–2000 гг. в определенные месяцы года: так, наиболее заметное увеличение частоты случаев экстремально высоких температур отмечается в Северной Евразии (район полуострова Таймыр) в весенний период и в экваториальной Африке осенью. Существенный рост частоты очень холодных событий наблюдается в Центральной Азии в зимние месяцы, а в Канаде и на севере Австралии весной. Наиболее заметное увеличение числа экстремально засушливых событий отмечается на юге ЕТР, а также во внутренних районах экваториальной Африки и Южной

Таблица 2. Коэффициент пространственной корреляции для карт разности числа экстремальных событий в конце XX и начале XXI века

Температура		Осадки	
<5%	>95%	<5%	>95%
-0.59	-0.59	0.35	-0.49

Америки в летние месяцы. Сильные осадки чаще стали наблюдаться в XXI веке по сравнению с XX на территории Сибири весной и на Дальнем Востоке осенью (не показано). При этом важно отметить, что, хотя эти регионы хорошо выделяются на картах для отдельных сезонов, в среднем за год число экстремальных событий в них может не превышать среднее по планете или даже быть ниже. Поэтому для каждого региона при рассмотрении динамики условий экстремальности климата важно оценивать не только частоту возникновения экстремальных температур воздуха и осадков в целом за год, но и учитывать сезонные различия.

Глобальный анализ изменения частоты возникновения экстремальных событий по сезонам показал, что этот параметр отличается высокой степенью пространственной неоднородности. Чтобы понять, можно ли говорить о связи экстремальности климатических условий с типом климата и растительности, нами были выделены регионы, где экстремальные события возникали наиболее часто (в процентах от общей длины ряда данных), а затем выделенные области были сопоставлены с типами климата. Так как задачей исследования было изучение изменений экстремальности климатических условий в различных природных зонах, нами была выбрана классификация климатов Кеппена-Гейгера [Peel, Finlayson, McMahon, 2007], в которой каждый тип климата соотносится с преобладающим в нем типом растительности (рис. 3а). Для каждого типа экстремальных событий (экстремально высокие/низкие температуры воздуха/осадки) были выделены регионы, с максимальным количеством месяцев с экстремальными температурами или осадками, относящиеся к различным типам климата. Для каждой выделенной области были построены графики годового хода числа экстремальных событий, осредненные по всем узлам сетки (рис. 3б). Анализ годового хода учитывал полушарие, в котором находится каждый регион, но, так как большинство выделенных областей расположены в Северном полушарии, в тексте используются названия сезонов для Северного полушария.

Экстремальные температуры воздуха (как высокие, так и низкие) в умеренных и высоких широтах (типы климатов D и F, с преобладанием тундровой и таежной растительности) имеют тенденцию чаще возникать в летние месяцы, а годовой минимум приходится на весну. Экстремально

сильные осадки в этих типах климата не имеют выраженного сезонного хода, а вот очень сухие условия чаще возникают осенью (для климата Dfc, в других климатах групп D и F областей с повышенной повторяемостью засушливых условий не выявлено).

В климатах с повышенной засушливостью (типы климатов B, степные и пустынные регионы) экстремально высокие температуры также чаще отмечаются в летние месяцы, а годовой ход экстремально низких температур имеет два максимума и минимум, но сроки их наступления варьируются в зависимости от подтипа климата. Так, например, в пустынях Bwh минимумы повторяемости приходятся на май и ноябрь–февраль, а два максимума — на март–апрель и август–сентябрь. Годовой ход экстремальных осадков в засушливых типах климата имеет сложную структуру и сильно зависит от конкретного региона. Намного большая повторяемость экстремально сильных осадков в пустынном климате Bwh по сравнению с другими подтипами климата B обусловлена некорректным применением в этом регионе распределения Вейбулла, как было показано в разделе 2.2.

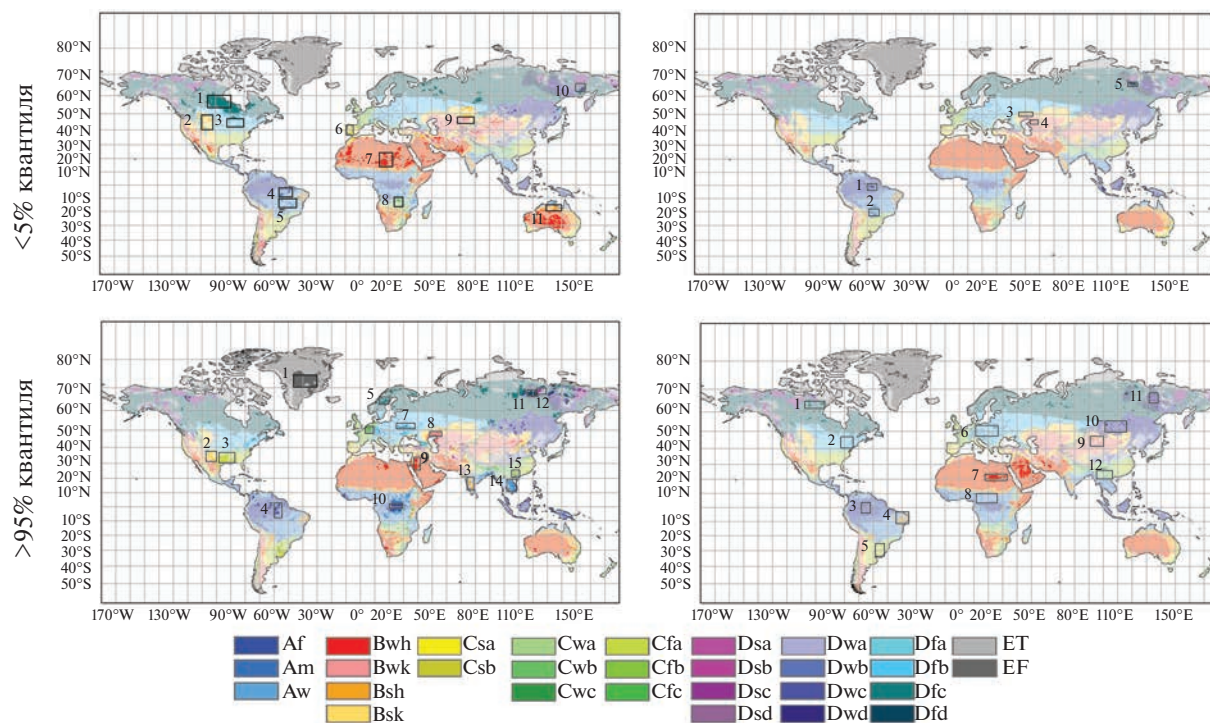
Для климатов внутритропических и субтропических широт (типы A и C, влажные и переменновлажные леса, широколиственные и смешанные леса, жестколистные субтропические леса) характерен летне-осенний максимум частоты повторяемости экстремально низких температур с локальным минимумом во второй половине лета. Похожая тенденция отмечается для повторяемости очень высоких температур в климатах типа C. Для приэкваториальных широт (климаты A) характерен сложный годовой ход с множеством локальных максимумов и минимумов, сроки наступления которых отличаются в зависимости от локализации области. Повторяемость экстремально слабых осадков в климатах типа A имеет минимум весной и максимум осенью, что, по-видимому, определяется чередованием периодов интенсивного влияния ВЗК и ее смещением в более высокие широты. Экстремально сильные осадки в климатах типа C не имеют выраженного годового хода, в приэкваториальных широтах годовой ход также выражен слабо, с размытым максимумом в летние месяцы и снижением частоты возникновения экстремумов зимой Северного полушария.

Рис. 3. (а) Области с наибольшим числом месяцев с экстремальными температурами воздуха и осадками в % от общего числа месяцев за период 1980–2021 гг., сопоставленные с типами климата по классификации Кеппена-Гейгера (основа для карты климатов взята из [Beck et al., 2018]). Зоны низкой повторяемости экстремальных событий имеют приглушенные цвета, области повышенной частоты экстремальных событий (>3% для температуры и осадков, не достигающих 5% квантиля и >3.5% для осадков, превышающих 95% квантиль) выделены ярким цветом, соответствующим цвету в легенде. Области, выбранные для изучения годового хода частоты возникновения экстремальных событий, выделены черными прямоугольниками. (б) Графики годового хода числа месяцев с экстремальными значениями температуры воздуха и осадков. Цвет графика соответствует цвету области на карте, для которой он был получен.

(a)

ТЕМПЕРАТУРА

ОСАДКИ



(б)

ТЕМПЕРАТУРА

ОСАДКИ

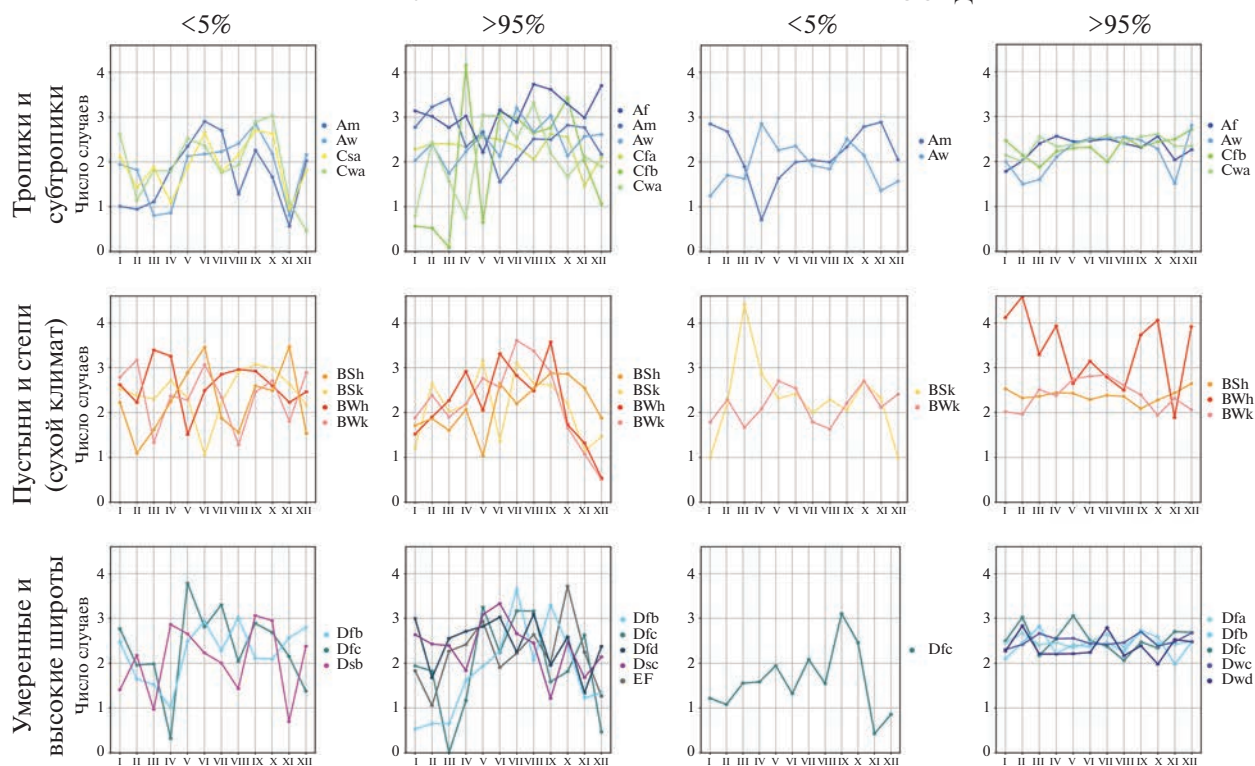


Таблица 3. Коэффициент пространственной корреляции между картами числа экстремальных погодных условий ($>95\%$ и $<5\%$ квантилей) для года в целом, теплого и холодного полугодия

Период	Температура	Осадки
Год	–0.55	–0.27
Май–октябрь	–0.45	–0.20
Ноябрь–апрель	–0.43	–0.18

Дополнительно было рассмотрено изменение структуры годового хода с конца XX к началу XXI века (не показано). В ряде регионов распределение частоты экстремальных событий по месяцам изменилось очень сильно. Общие тенденции совпадают с выявленными при пространственной оценке изменения числа месяцев с экстремальными условиями за два периода: в XXI веке чаще возникают экстремально высокие температуры, в XX – экстремально низкие. При этом для частоты экстремальных осадков в умеренных и высоких широтах существенных изменений годового хода в исследуемый период не выявлено. Но в низких широтах есть примеры кардинального изменения годового хода повторяемости экстремальных осадков: так, для климата Am в конце XX века максимум повторяемости экстремальных осадков приходился на первое полугодие (январь–июль), а в XXI веке сместился на второе полугодие (август–январь). Причины таких изменений требуют дальнейших исследований и будут рассмотрены в последующих работах, посвященных анализу связи частоты возникновения экстремальных климатических условий и потоков парниковых газов в различных типах растительных сообществ.

3.3. Изменение степени экстремальности режима температуры воздуха и осадков в последние десятилетия

На заключительном этапе оценки глобального распределения экстремальных погодных условий была поставлена цель определить, в каких регионах отмечен максимальный рост частоты возникновения экстремальных событий (как положительных, так и отрицательных) в последние десятилетия. Пространственная структура регионов частого возникновения экстремально низких и экстремально высоких температур демонстрирует значимую отрицательную корреляционную связь (–0.55 в среднем за год): там, где реже возникают положительные экстремумы, чаще фиксируются отрицательные, и наоборот (табл. 3). Для осадков аналогичная связь проявляется намного слабее, коэффициент корреляции незначим (–0.27).

Наибольший интерес для дальнейшего исследования представляют регионы, где отмечается общий рост числа экстремальных событий – как положительных, так и отрицательных. На рис. 4 приведена разность числа месяцев с экстремальными температурами воздуха и суммами осадков (как высокими, так и низкими) в начале XXI века по сравнению с концом XX века.

Хорошо заметно, что области, где отмечается рост числа экстремальных температур и экстремальных осадков, между собой согласованы слабо. Тем не менее, можно выделить регионы, где частота экстремальных событий в целом выше.

В период с мая по октябрь четко выделяется “пояс” роста частоты возникновения экстремальных температурных условий вблизи климатической границы умеренной и тропической воздушных масс на обширной территории Евразии от Черного и Каспийского морей до побережья Тихого океана (рис. 4б). Аналогичная вытянутая в зональном направлении область прослеживается на границе умеренной и арктической воздушных масс на севере Сибири. Это можно интерпретировать как проявление роста неустойчивости погодных режимов и, как следствие, большей изменчивости положения атмосферных фронтов на фоне глобального роста температуры в последние десятилетия. В Северной Америке отмечается субмеридиональное распределение частоты возникновения экстремальных температурных условий: на востоке континента их становится больше, на западе – меньше. Такое распределение может быть обусловлено меньшими размерами континента по сравнению с Евразией и уменьшением влияния Атлантики (рост экстремальности тут формируется преимущественно за счет увеличения повторяемости очень высоких температур), однако конкретные механизмы формирования выявленных аномалий требуют дальнейших исследований. Интересно также отметить существенный рост частоты возникновения экстремальных температур в экваториальных районах Африки во все сезоны года (рис. 4а, 4б), причем преимущественно за счет роста числа очень теплых событий (см. рис. 2а) и в период с мая по октябрь в центре Австралийского континента и в Патагонии (рис. 4б). В холодное полугодие Северного полушария в XXI веке отмечается рост экстремальности температурного режима на территории Гренландии, Восточной Европы, Северо-Востоке Сибири, юго-востоке Северной Америки и на востоке Южной Америки (рис. 4а).

Пространственная структура изменения числа месяцев с экстремальными осадками отличается существенно большей мозаичностью по сравнению с температурой. Наиболее заметно в период с ноября по апрель возросла частота экстремальных событий на севере Аляски (рис. 4в), а с мая по

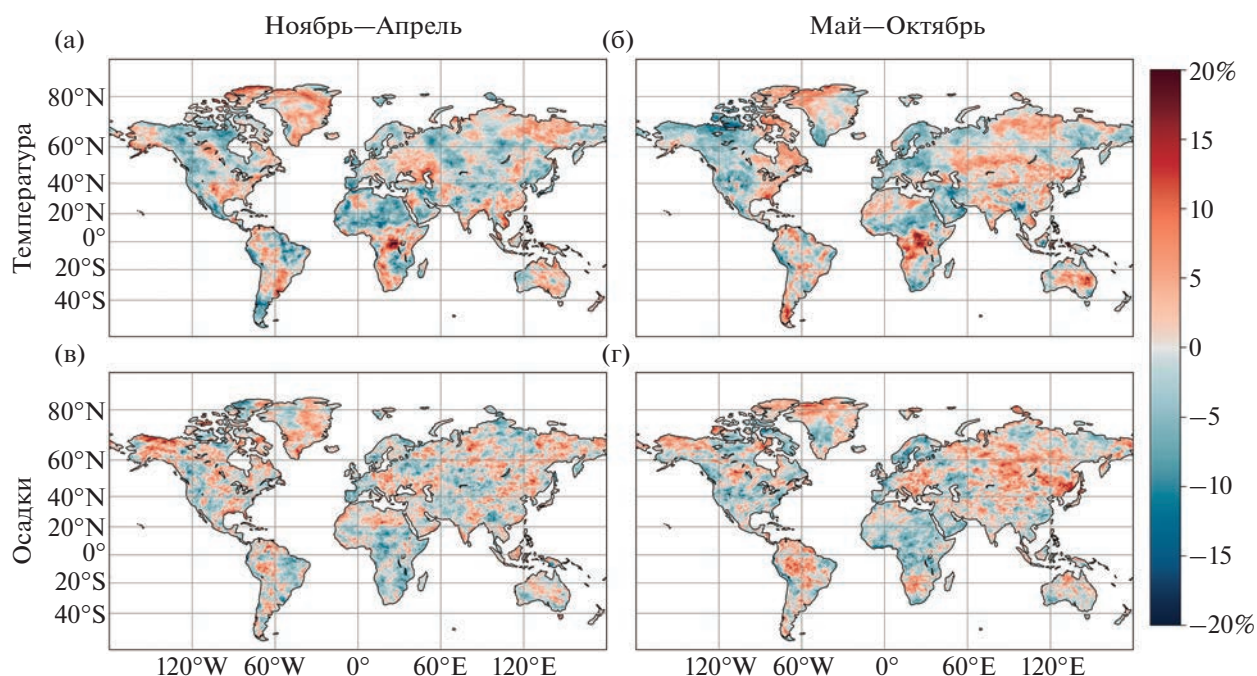


Рис. 4. Изменение числа месяцев (в процентах от общего числа месяцев в соответствующем полугодии и периоде) с экстремальными температурами воздуха (а, б) и осадками (в, г), превышающими 95% квантиль или не достигающими 5% квантиль функции распределения вероятности между началом XXI века (2001–2021 гг.) и концом XX века (1980–2000 гг.) для холодного (а, в) и теплого (б, г) полугодия.

октябрь – в Бразилии, в Центральной Азии и на Дальнем Востоке (рис. 4г).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе глобального реанализа ERA5 по среднемесячным данным проведено исследование частоты возникновения экстремальных значений температуры воздуха и осадков и оценена степень изменения условий экстремальности в начале XXI века по сравнению с концом XX-го. В качестве критерия экстремальности было выбрано превышение 95% квантиля функции распределения вероятности для экстремально высоких температур и интенсивных осадков и не достижение 5% квантиля для низких температур и слабых осадков.

Показано, что частота возникновения экстремальных температур воздуха тесно связана с глобальным трендом потепления последних десятилетий, однако локализация областей наиболее частого возникновения экстремальных событий в конце XX и начале XXI века в ряде регионов изменяется довольно сильно. Для осадков частота возникновения экстремальных событий за исследуемый период изменилась незначительно.

Выявлены различия частоты возникновения экстремальных температур воздуха и осадков в годовом ходе для различных природных зон. Во внетропических широтах преобладает летний

максимум повторяемости экстремальных температур и равномерный годовой ход для экстремальных осадков. В засушливых и внутритропических регионах годовой ход чаще всего имеет сложный вид с несколькими максимумами и минимумами, сроки наступления которых обусловлены локальными особенностями и требуют отдельного рассмотрения для каждого региона.

Анализ изменения частоты возникновения экстремальных температур воздуха и осадков в XXI веке по сравнению с XX позволил выделить регионы, где глобальные климатические изменения последних десятилетий привели к заметному росту экстремальности погодных условий. Показано, что области изменения степени экстремальности температуры и осадков мало согласованы друг с другом. Для температуры воздуха наиболее заметен рост частоты экстремальных событий вблизи климатических границ арктической и умеренной, а также умеренной и тропической воздушных масс над Евразией в теплое полугодие, что отражает рост степени неустойчивости погодных режимов в этих областях. Для осадков наибольший рост экстремальности в XXI веке отмечается также в теплое полугодие Северного полушария на территории Центральной Азии и Дальнего Востока.

Проведенный анализ позволил выявить регионы, где экстремальные климатические условия возникают наиболее часто, оценить, как эта ча-

стота изменялась в последние десятилетия, а также определить особенности годового хода частоты возникновения экстремальных событий в зависимости от типа климата и природной зоны. Полученные результаты будут использованы в дальнейших исследованиях, посвященных оценке влияния экстремальных климатических условий на потоки парниковых газов в различных типах экосистем.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 22-17-00073.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Beck H.E. et al.* Present and future köppen-geiger climate classification maps at 1-km resolution // *Sci. Data*. 2018. V. 5. P. 1–12.
- Beer C. et al.* Terrestrial gross carbon dioxide uptake: Global distribution and covariation with climate // *Science* (80-). 2010. V. 329. № 5993. P. 834–838.
- Frank D.C. et al.* Water-use efficiency and transpiration across European forests during the Anthropocene // *Nat. Clim. Chang.* 2015. V. 5. № 6. P. 579–583.
- Frank J., Massey J.* The Kolmogorov-Smirnov Test for Goodness of Fit // *J. Am. Stat. Assoc.* 1951. V. 46. № 253. P. 68–78.
- Hansen J., Sato M., Ruedy R.* Perception of climate change // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*. 2012. V. 109. № 37.
- Hersbach H. et al.* The ERA5 global reanalysis // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 2020. V. 146. № 730. P. 1999–2049.
- Lavers D.A. et al.* An evaluation of ERA5 precipitation for climate monitoring // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 2022. V. 148. № 748. P. 3152–3165.
- Lei X. et al.* How Well Does the ERA5 Reanalysis Capture the Extreme Climate Events Over China? Part I: Extreme Precipitation // *Front. Environ. Sci.* 2022. V. 10. № June. P. 1–14.
- Li L. et al.* Responses of greenhouse gas fluxes to climate extremes in a semiarid grassland // *Atmos. Environ.* 2016. V. 142. P. 32–42.
- Mahecha M.D. et al.* Global convergence in the temperature sensitivity of respiration at ecosystem level // *Science* (80-). 2010. V. 329. № 5993. P. 838–840.
- O’Gorman P.A.* Precipitation Extremes Under Climate Change // *Curr. Clim. Chang. Reports*. 2015. V. 1. № 2. P. 49–59.
- Parmesan C. et al.* Chapter 2: Terrestrial and Freshwater Ecosystems and their Services. 2022. P. 197–378.
- Peel M.C., Finlayson B.L., McMahon T.A.* Updated world map of the Köppen-Geiger climate classification // *Hydrol. Earth Syst. Sci. Updat.* 2007. V. 11. P. 1633–1644.
- Reichstein M. et al.* Climate extremes and the carbon cycle // *Nature*. 2013. V. 500. № 7462. P. 287–295.
- Seneviratne S.I. et al.* Weather and Climate Extreme Events in a Changing Climate // *Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* / под ред. V. Masson-Delmotte et al. Cambridge, United Kingdom and New York, USA: Cambridge University Press, 2021. P. 1513–1766.
- Shapiro S.S., Wilk M.B.* An Analysis of Variance Test for Normality (Complete Samples) // *Biometrika*. 1965. V. 52. № 3/4. P. 591–611.
- Smith M.D.* The ecological role of climate extremes: Current understanding and future prospects // *J. Ecol.* 2011. V. 99. № 3. P. 651–655.
- Tabari H.* Climate change impact on flood and extreme precipitation increases with water availability // *Sci. Rep.* 2020. V. 10. № 1. P. 1–10.
- Weibull W.* A Statistical Distribution Function of Wide Applicability // *J. Appl. Mech.* 1951. V. 103. P. 293–297.
- Xu W. et al.* How Well Does the ERA5 Reanalysis Capture the Extreme Climate Events Over China? Part II: Extreme Temperature // *Front. Environ. Sci.* 2022. V. 10. № June. P. 1–15.
- Zhao M., Running S.W.* Drought-induced reduction in global terrestrial net primary production from 2000 through 2009 // *Science* (80-). 2010. V. 329. № 5994. P. 940–943.
- Zscheischler J. et al.* Detection and attribution of large spatiotemporal extreme events in Earth observation data // *Ecol. Inform.* 2013. V. 15. P. 66–73.
- Zscheischler J. et al.* A few extreme events dominate global interannual variability in gross primary production // *Environ. Res. Lett.* 2014a. V. 9. № 3.
- Zscheischler J. et al.* Impact of large-scale climate extremes on biospheric carbon fluxes: An intercomparison based on MsTMIP data // *Global Biogeochem. Cycles*. 2014b. V. 28. № 6. P. 585–600.
- Zscheischler J. et al.* Extreme events in gross primary production: A characterization across continents // *Biogeosciences*. 2014c. V. 11. № 11. P. 2909–2924.

Variability of Extreme Air Temperatures and Precipitation in Different Natural Zones in Late XX and Early XXI Centuries According to ERA5 Reanalysis Data

I. V. Zheleznova^{1, *} and D. Y. Gushchina^{1, **}

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

*e-mail: ijeleznova@gmail.com

**e-mail: dasha155@mail.ru

Global temperature rise on the planet is accompanied by an increase in the frequency of extreme weather events, which can lead to significant disturbances in plant metabolic processes and the functioning of plant

communities. Depending on the type of vegetation and climatic conditions, the extent and nature of this impact can vary significantly. Therefore, the aim of this work was to identify areas with different types of plant communities that have been most affected by extreme temperatures and precipitation in recent decades. To identify regions with temperature and precipitation extremes, we estimated the frequency of exceeding a given threshold (less than 5% quantile or greater than 95% quantile) for selected theoretical probability density functions for the air temperature and precipitation series. The number of cases of exceeding the extreme threshold is calculated for the whole globe, their spatial and temporal variability in different seasons of the year and in the first decades of the XXI century compared to the end of the XX century is analysed. The regions with different types of plant communities with the most pronounced amplification of extreme temperature and precipitation regimes under changing climate conditions were identified.

Keywords: extreme weather events, plant communities, air temperature, precipitation, climate change

УДК 551.511.32,551.513,517.938

РЕГУЛЯРНЫЕ И ХАОТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В ГЕОСТРОФИЧЕСКОМ ПОТОКЕ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ СДВИГОМ

© 2023 г. М. В. Калашник^{a, b, c, *}, О. Г. Чхетиани^a

^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, Калужская обл., Обнинск, 249038 Россия

*e-mail: kalashnik-obn@mail.ru

Поступила в редакцию 14.05.2023 г.

После доработки 13.06.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

В рамках двухуровневой квазигеострофической модели исследована устойчивость течения с постоянным вертикальным сдвигом. Получены аналитические выражения для инкремента нарастания возмущений в линейной теории устойчивости. Для описания нелинейной динамики возмущений использован метод Галеркина с тремя базисными фурье гармониками. Для амплитуд фурье гармоник сформулирована нелинейная система мм обыкновенных дифференциальных уравнений. Показано, что в отсутствие придонного трения все решения системы описывают периодический режим нелинейных колебаний или васцилляций. Ситуация принципиально меняется в модели с придонным трением. В этом случае для широкой области значений параметров решения системы демонстрируют сложное хаотическое поведение. Таким образом, возникает хаос или турбулентность для крупномасштабных движений.

Ключевые слова: бароклинная неустойчивость, вертикальный сдвиг скорости, придонное трение, хаотические колебания

DOI: 10.31857/S0002351523050061, **EDN:** VHNDHW

1. ВВЕДЕНИЕ

Решения маломодовых спектральных моделей гидродинамической неустойчивости могут демонстрировать сложное хаотическое поведение. Впервые это было показано Лоренцем [Lorenz, 1963] для конвекции Рэлея между двумя твердыми границами. Полученное им решение трехмодовой модели конвекции демонстрировало сложное хаотическое поведение, получившее название — детерминированный хаос. Впоследствии детерминированный хаос изучался в серии работ Педлоски с соавторами [Pedlosky, 1971; Pedlosky and Frenzen, 1980, Klein and Pedlosky, 1986, 1992; Pedlosky, 1992, 2019; Oh et al., 1993] в рамках модели бароклинной неустойчивости течения между двумя вертикальными уровнями и придонным трением. Для описания неустойчивости Педлоски использовал метод амплитудных уравнений, справедливый при небольших отклонениях параметра (вертикального сдвига скорости) от своего критического значения. В настоящей работе неустойчивость бароклинного течения изучается в рамках метода Галеркина, не накладывающего

ограничение на значения параметров. Эффективность такого подхода продемонстрирована в наших недавних работах [Kalashnik et al., 2021, Калашник и др., 2022]. Установлено, что в отсутствие трения все решения нелинейной галеркианской модели с тремя модами стремятся к периодическому режиму —режиму нелинейных васцилляций. Подобные васцилляции впервые описаны в известных экспериментальных работах Хайда [Hide, 1953, 1958; Hide and Fowles, 1965; Hide and Mason, 1975]. При сильном трении устанавливается периодический режим, не зависящий от начальных условий. Наиболее интересные особенности происходят при слабом или умеренном трении. В этом случае все решения трехмодовой галеркианской системы демонстрируют сложное хаотическое поведение.

2. ДВУХУРОВЕННАЯ КВАЗИГЕОСТРОФИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ УСТОЙЧИВОСТИ

Для изучения неустойчивости используем дискретный вариант поверхностной геострофической модели (Surface quasigeostrophic (SQG)

model), описывающей движения слоя стратифицированной вращающейся жидкости толщины H с нулевой потенциальной завихренностью. В безразмерных переменных уравнения SQG модели включают уравнение Лапласа для функции тока, к которому присоединяются уравнения переноса плавучести на границах. Дискретная аппроксимация оператора Лапласа, включающая разбиение вертикального отрезка интегрирования на четыре отрезка толщины $h = 1/4$ и привлечение уравнений переноса плавучести на границах, приводят к следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} q_{1t} + [\psi_1, q_1] &= 0, \quad q_{2t} + [\psi_2, q_2] = 0, \\ q_{1,2} &= \Delta \psi_{1,2} \pm (\lambda^2/2)(\psi_2 - \psi_1). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ψ_1, ψ_2 — значения функции тока на верхней и нижней границах слоя, Δ — двумерный оператор Лапласа, параметр $\lambda^2 = 1/2h^2 = 8$. Оси x, y традиционно направлены на запад и север. В качестве горизонтального масштаба в безразмерных уравнениях модели принят бароклиный радиус деформации Россби $D = NH/f$, где N — частота Брента, f — параметр Кориолиса. Масштаб времени, функции тока и скорости соответственно $T_* = D/U_*$, $\Psi_* = U_* D$ и $U_* = \Theta_*/N$, где Θ_* — характерное значение перепада плавучести на границах. Безразмерные горизонтальные компоненты скорости u, v связаны с функцией тока ψ соотношениями $u = -\psi_y, v = \psi_x$. Плавучесть ϑ находится из дискретной аппроксимации соотношения $\vartheta = \psi_z$.

Уравнения (1) совпадают с уравнениями классической двухуровневой модели Филлипса [Pedlosky, 1987; Phillips, 1954], однако отличаются от нее физической интерпретацией переменных. Распределения PV $q_1, -q_2$, на нижнем и верхнем уровнях в модели Филлипса, теперь имеют смысл удвоенных распределений плавучести на верхней и нижней границах слоя атмосферы. Подробный вывод уравнений (1) представлен в работах [Kalachnik et al., 2021; Калашник и др., 2022].

Отметим, что для характерных значений параметров тропосферы средних широт $H = 10$ км $N = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $f = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, радиус деформации $D = NH/f = 1000$ км. Характерному значению скорости $U_* = 10 \text{ мс}^{-1}$ отвечает перепад плавучести $\Theta_* = 10^{-1} \text{ мс}^{-2}$ (перепад потенциальной температуры порядка 3 К) и временной масштаб $T_* = D/U_* = 27.8$ ч (порядка суток).

Из уравнений (1) следует закон сохранения полной энергии

$$E_t = 0, \quad E = (1/2) \times \iint ((\nabla \psi_1)^2 + (\nabla \psi_2)^2 + 4(\psi_2 - \psi_1)^2) dx, \quad \mathbf{x} = (x, y). \quad (2)$$

Сохраняются также квадратичные интегралы

$$(V_{1,2})_t = 0, \quad V_{1,2} = \iint q_{1,2}^2 dx, \quad (3)$$

отражающие законы сохранения энтропии в непрерывной модели.

Введением баротропного $\sigma = (1/2)(\psi_1 + \psi_2)$ и бароклиного компонент $\theta = (1/2)(\psi_2 - \psi_1)$ функции тока, система (1) сводится к системе

$$\begin{aligned} (\Delta \theta - \lambda^2 \theta)_t + [\sigma, \Delta \theta - \lambda^2 \theta] + [\theta, \Delta \sigma] &= 0, \\ (\Delta \sigma)_t + [\sigma, \Delta \sigma] + [\theta, \Delta \theta] &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

удобной для анализа задач устойчивости. Стационарные зональные течения описываются точным решением (4) $\theta = \Theta(y)$, $\sigma = \Sigma(y)$. Это решение описывает течение со скоростью в двух слоях $U_{1,2} = \bar{U}(y) \mp \tilde{U}(y)$, где $\bar{U}(y) = -\Sigma_y$ и $\tilde{U}(y) = -\Theta_y$ есть баротропный и бароклиный компоненты скорости течения.

Полагая в (4) $\theta = \Theta(y) + \theta'$, $\sigma = \Sigma(y) + \sigma'$, для малых возмущений (штрихи у возмущений опускаем) получим систему

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right) (\Delta \theta - \lambda^2 \theta) + \tilde{U} \frac{\partial}{\partial x} (\Delta \sigma + \lambda^2 \sigma) - \\ - \tilde{U}''(y) \frac{\partial \sigma}{\partial x} - \bar{U}''(y) \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right) (\Delta \sigma) + \\ + \tilde{U} \frac{\partial}{\partial x} (\Delta \theta) - \tilde{U}''(y) \frac{\partial \theta}{\partial x} - \bar{U}''(y) \frac{\partial \sigma}{\partial x} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

В рамках (5) легко исследуется линейная задача об устойчивости течения с постоянным вертикальным сдвигом скорости, которому отвечают постоянные значения $\bar{U}, \tilde{U}$. Для этого течения система (5) принимает вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right) (\Delta \theta - \lambda^2 \theta) + \tilde{U} \frac{\partial}{\partial x} (\Delta \sigma + \lambda^2 \sigma) = 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right) (\Delta \sigma) + \tilde{U} \frac{\partial}{\partial x} (\Delta \theta) = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Отыскивая экспоненциально нарастающие решения системы (6) вида $\theta = \theta_0 e^{\gamma t} e^{i(kx+ly)}$, $\sigma = \sigma_0 e^{\gamma t} e^{i(kx+ly)}$ для инкремента нарастания γ получим уравнение

$$(\gamma + ik\bar{U})^2 (k^2 + \lambda^2) = \tilde{U}^2 k^2 (\lambda^2 - k^2),$$

где $k^2 = k^2 + l^2$. Отсюда

$$\gamma = -i\bar{U}k \pm \tilde{U}k\sqrt{\frac{\lambda^2 - \kappa^2}{\lambda^2 + \kappa^2}}. \quad (7)$$

Согласно (7), неустойчивость имеет место только для бароклинного течения с $\tilde{U} \neq 0$ для значений $\kappa < \lambda$ (длинные волны). Используя (7) легко показать, что максимальную скорость роста $s = \text{Re } \gamma$ имеют двумерные возмущения с $l = 0$ и волновым числом $k = k_m = \lambda\sqrt{\sqrt{2} - 1} = 0.644\lambda$, где, напомним, $\lambda^2 = 1/2h^2 = 8$. Для указанных значений параметров размерная длина волны наиболее опасного возмущения $(2\pi/k_m)D = 3.448D = 3448$ км (четверть длины — масштаб циклона). При $\tilde{U}_0 = 1$ время нарастания возмущения в e раз $T_m = (1/s_m)T_*$ составляет (в размерных переменных) величину порядка суток.

3. НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ВОЗМУЩЕНИЙ В ОТСУТСТВИЕ ТРЕНИЯ. РЕЖИМ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАСЦИЛЛЯЦИЙ

В данном разделе мы исследуем нелинейную динамику возмущений течения в отсутствие диссипации. Будем рассматривать случай бароклинного течения с $\bar{U} = 0$. Для этого течения нелинейная динамика возмущений описывается системой

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\Delta\theta - \lambda^2\theta) + \tilde{U}\frac{\partial}{\partial x}(\Delta\sigma + \lambda^2\sigma) + J_\theta &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\Delta\sigma) + \tilde{U}\frac{\partial}{\partial x}(\Delta\theta) + J_\sigma &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь:

$$J_\sigma = [\sigma, \Delta\sigma] + [\theta, \Delta\theta], \quad J_\theta = [\sigma, \Delta\theta - \lambda^2\theta] + [\theta, \Delta\sigma]$$

или $J_\theta = [\sigma, \Delta\theta] + [\theta, \Delta\theta] - \lambda^2[\sigma, \theta].$

Приближенное решение системы (8) ищем методом Галеркина в форме

$$\begin{aligned} \theta &= \theta_1 + \theta_2, \quad \theta_1 = a(t)\sin ly \cos kx, \quad \theta_2 = b(t)\sin 2ly, \\ \sigma &= \sigma_1, \quad \sigma_1 = c(t)\sin ly \sin kx. \end{aligned} \quad (9)$$

Данная форма есть суперпозиция решения линейной теории устойчивости с не зависящей от зональной координаты нейтральной модой. Подстановка (9) в (8) и использование условий ортогональности базисным функциям $\sin ly$, $\sin 2ly$ (метод Галеркина) дает нелинейную систему из трех уравнений

$$\kappa^2 \frac{dc}{dt} - \tilde{U}k\kappa^2 a(t) - \gamma a(t)b(t) = 0,$$

$$(\kappa^2 + \lambda^2) \frac{da}{dt} - \tilde{U}(\lambda^2 - \kappa^2)kc(t) - \alpha c(t)b(t) = 0, \quad (10)$$

$$2(4l^2 + \lambda^2) \frac{db}{dt} - \beta c(t)a(t) = 0.$$

Здесь:

$$\begin{aligned} \gamma &= lk(\kappa^2 - 4l^2), \quad \alpha = -lk(\kappa^2 - 4l^2 - \lambda^2), \\ \beta &= -\lambda^2 lk, \quad \kappa^2 = k^2 + l^2. \end{aligned}$$

Полезно сразу отметить, что линейная форма системы (10) сводится к двум уравнениям

$$\begin{aligned} (\lambda^2 + \kappa^2) \frac{da}{dt} - \tilde{U}k(\lambda^2 - \kappa^2)c &= 0, \\ \frac{dc}{dt} - \tilde{U}ka &= 0, \quad \kappa^2 = k^2 + l^2. \end{aligned} \quad (11)$$

или к одному уравнению

$$\frac{d^2 a}{dt^2} - \gamma^2 a = 0, \quad \gamma^2 = \frac{\tilde{U}^2 k^2 (\lambda^2 - \kappa^2)}{\lambda^2 + \kappa^2}. \quad (12)$$

Согласно (12), все возмущения с $\kappa^2 < \lambda^2$ экспоненциально нарастают. Это согласуется с тем, что дает ранее полученное выражение (7).

Вернемся к нелинейной системе (10). Важное свойство системы состоит в том что

$$\begin{aligned} \alpha + \beta + \gamma &= lk(\kappa^2 - 4l^2) - \\ &- lk(\kappa^2 - 4l^2 - \lambda^2) - \lambda^2 lk = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Из этого свойства коэффициентов следует выполнение закона сохранения для положительно определенной величины

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \kappa^2 c^2 + \frac{1}{2} (\kappa^2 + \lambda^2) a^2 + (4l^2 + \lambda^2) \tilde{b}^2 \right) = 0, \quad (14)$$

где $\tilde{b} = b + (U/l)$. Согласно этому закону, все решения нелинейной системы (10) ограничены во времени. Пример численного решения системы (10) представлен на рис. 1.

Как видно, линейная стадия экспоненциального роста сменяется стадией устойчивых нелинейных колебаний. Подобные колебания были впервые обнаружены Хайдом в его лабораторных экспериментах [Hide, 1953, 1958; Hide and Fowles 1965; Hide and Mason, 1975]. В рамках непрерывных и других дискретных моделей подобные колебания изучались в наших предшествующих статьях [Kalashnik et al., 2021, Калашник и др., 2022].

Аналитическое описание нелинейных колебаний можно получить для длинноволновых возму-

щений, когда $k, l \rightarrow 0$. В этом случае уравнения системы (10) преобразуются к виду

$$\begin{aligned} \frac{dc}{dt} - \tilde{U}ka(t) &= 0, \quad \frac{da}{dt} - \tilde{U}kc(t) - lk c(t)b(t) = 0, \\ 2\frac{db}{dt} + lk c(t)a(t) &= 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь учтено, что для длинных волн $\alpha = -\beta = \lambda^2 lk$, $\gamma = 0$ и использовано длинноволновое приближение $\kappa^2, l^2 \ll \lambda^2$. Как и ранее $\alpha + \beta + \gamma = 0$. Будем рассматривать эту систему с начальными условиями $a(0) = 0$, $b(0) = 0$, $c(0) = c_0$.

Из первого уравнения системы (15) следует $a(t) = \frac{1}{\tilde{U}k} \frac{dc}{dt}$. При этом третье уравнение (15) сводится к уравнению $2\frac{db}{dt} + lk \frac{1}{2\tilde{U}k} \frac{dc^2}{dt} = 0$, откуда следует закон сохранения $2b + (l/2\tilde{U})c^2 = K = \text{const}$. Для рассматриваемых начальных условий в приближении длинных волн $K = 0$ и $b = -(l/4\tilde{U})c^2$. Второе уравнение (15) при этом сводится к уравнению второго порядка с кубической нелинейностью

$$\frac{d^2c}{dt^2} - \tilde{U}^2 k^2 c(t) + (l/4)l^2 k^2 c^3(t) = 0. \quad (16)$$

Для построения решений уравнения (16) удобно преобразовать его к стандартной форме делая замену $c = AZ$, $t = B\tau$, где $B = 1/\tilde{U}k$, $A = 2\tilde{U}/l$. При этом получим классическое уравнение нелинейного осциллятора с потенциалом $V(Z)$

$$\frac{d^2Z}{d\tau^2} - Z(t) + Z^3(t) = 0, \quad (17)$$

или $d^2Z/d\tau^2 + \partial V/\partial Z = 0$, $Z = c/A$. Теория уравнения вида (17) подробно изложена в [Кузнецов и др., 2002]. Потенциал уравнения $V(Z) = -\frac{1}{2}Z^2 + \frac{1}{4}Z^4$ имеет две точки экстремума $Z = \pm 1$, и одну седловую точку $Z = 0$. Уравнение интегрируется с учетом закона сохранения энергии

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dZ}{d\tau} \right)^2 + V(Z) = E = \text{const}. \quad (18)$$

Для длинноволновых возмущений с большой точностью выполняется равенство $E(0) = -Z^2(0)/2$. При этом $-1/4 < E < 0$ и колебания происходят в окрестности одной потенциальной ямы. Ограничимся для определенности правой ямой. При этом $Z_1 < Z < Z_0$, где $Z_{0,1}$ — корни уравнения $V(Z) = E(0)$ и $1 < Z_0 < \sqrt{2}$. Обозначая

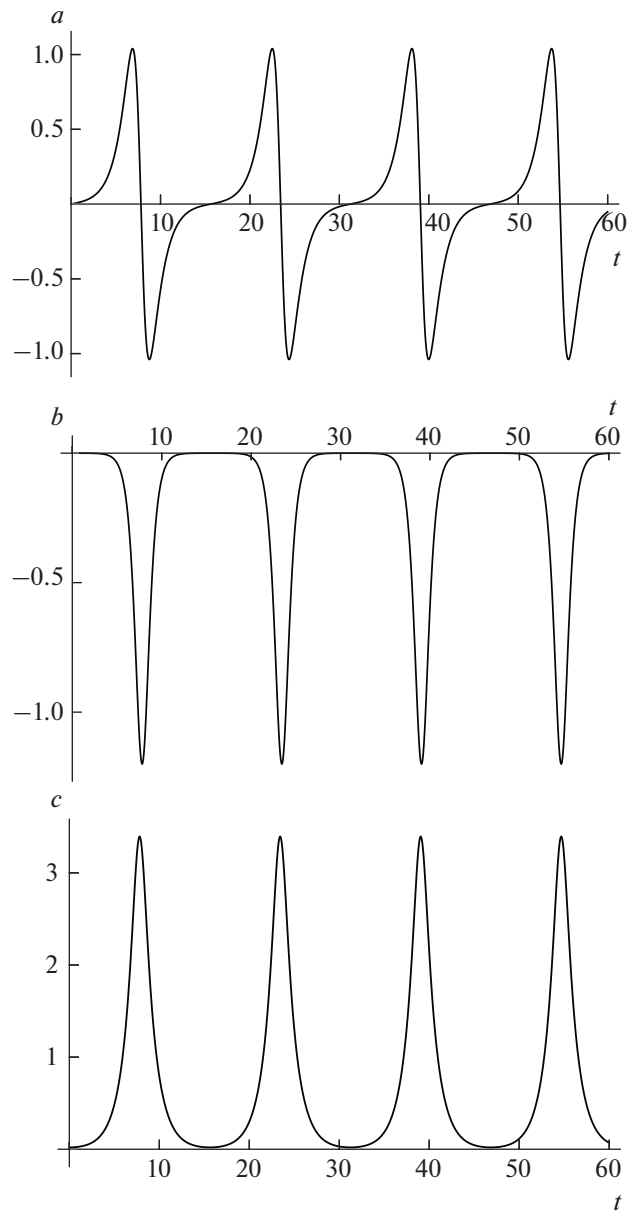


Рис. 1. Численное решение нелинейной системы (10) для значений параметров $k = l = \tilde{U} = 1$. Начальные условия $a(0) = 0$, $b(0) = 0$, $c(0) = 0.02$.

$\epsilon = Z(0) = c_0(l/2U)$, для длинных волн с большой точностью получим

$$Z_0^2 = (1 + \sqrt{1 - 2\epsilon^2}) = 2 - \epsilon^2, \quad Z_1^2 = 2 - Z_0^2 = \epsilon^2.$$

При $\epsilon \ll 1$ асимптотическое решение уравнения (17) имеет вид

$$Z(t) = \sqrt{Z_1^2 + (Z_0^2 - Z_1^2) \text{cn}^2 \left(Z_0 \frac{t}{\sqrt{2}}, m \right)}, \quad (19)$$

где $m^2 = (Z_0^2 - Z_1^2)/Z_0^2 = 2(Z_0^2 - 1)/Z_0^2$, и $\text{cn}(t, m)$ — эллиптический косинус или косинус амплитуды.

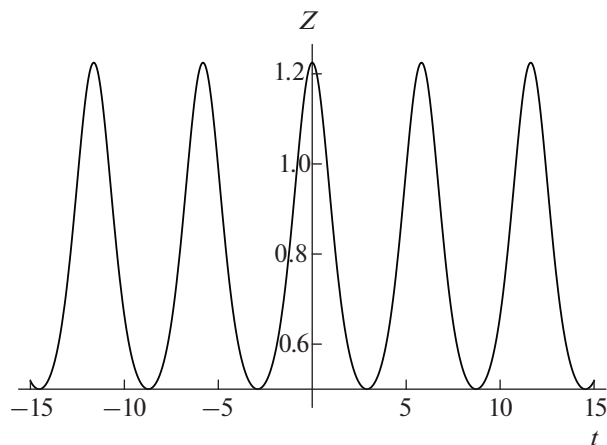


Рис. 2. Периодические колебания Z в длинноволновом приближении.

Параметр m принимает значения $0 < m < 1$. Случай, когда m близко к нулю отвечает линейным колебаниям, с ростом m период неограниченно растет. Представленный на рис. 2 график функции $Z(t)$ описывает нелинейные колебания для значения $\varepsilon = 0.5$. Период колебаний дается формулой

$$T = \frac{2\sqrt{2}}{Z_0} K(m),$$

где $K(m) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\psi}{\sqrt{1 - m^2 \sin^2 \psi}}$ — хорошо затабулированный полный эллиптический интеграл первого рода. С ростом m период колебаний неограниченно растет.

Таким образом, оказывается, что в отсутствие трения экспоненциальный рост линейных возмущений сменяется стадией нелинейных колебаний. Для периода колебаний длинноволновых возмущений получено аналитическое представление.

4. ХАОТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ВОЗМУЩЕНИЙ В ПРИСУТСТВИИ ЭКМАНОВСКОГО ТРЕНИЯ

Исследуем теперь динамику возмущений в модели с учетом экмановского трения. Учет трения для возмущений осуществляется добавлением в уравнения двухслойной модели (10) линейных диссипативных слагаемых

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\Delta\theta - \lambda^2\theta) + \tilde{U} \frac{\partial}{\partial x}(\Delta\sigma + \lambda^2\sigma) + J_\theta &= -r\Delta\theta, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\Delta\sigma) + \tilde{U} \frac{\partial}{\partial x}(\Delta\theta) + J_\sigma &= -r\Delta\sigma, \end{aligned} \quad (20)$$

$$J_\theta = [\sigma, \Delta\theta - \lambda^2\theta] + [\theta, \Delta\sigma], \quad J_\sigma = [\sigma, \Delta\sigma] + [\theta, \Delta\theta].$$

Здесь r — коэффициент придонного трения, определенный выражением $r = \left(\frac{\nu f}{2U}\right)^{1/2} \frac{L}{H}$, где ν — коэффициент вертикальной турбулентной вязкости. Подробный вывод уравнений в модели с трением представлен в монографии [Pedlosky, 1987].

Отыскивая приближенные решения (20) в форме (9) и используя метод Галеркина получим систему

$$\begin{aligned} \kappa^2 \frac{dc}{dt} - \tilde{U}k\kappa^2 a - \gamma ab &= -r\kappa^2 c, \\ (\kappa^2 + \lambda^2) \frac{da}{dt} - \tilde{U}k(\lambda^2 - \kappa^2)c - \alpha cb &= -r\kappa^2 a, \\ 2(4l^2 + \lambda^2) \frac{db}{dt} - \beta ca &= -4rl^2 b, \end{aligned} \quad (21)$$

представляющую собой диссипативный вариант системы (10). Эту систему можно записать в удобной для анализа симметричной форме, вводя новую переменную $\tilde{b} = b + \tilde{U}/l$. Симметричная форма системы (21) примет тогда вид:

$$\begin{aligned} m \frac{dc}{dt} - da - \gamma a \tilde{b} &= -r\kappa^2 c, \\ n \frac{da}{dt} + dc - \alpha c \tilde{b} &= -r\kappa^2 a, \\ p \frac{d\tilde{b}}{dt} - \beta ca &= -4rl^2 \tilde{b} + 4rl\tilde{U}, \end{aligned} \quad (22)$$

где $m = \kappa^2$, $n = \kappa^2 + \lambda^2$, $p = 2(4l^2 + \lambda^2)$ и $d = 4l^2 \tilde{U}k$.

Исследуем вначале устойчивость по линейному приближению. Линеаризованная форма системы (21) сводится к двум уравнениям

$$\begin{aligned} \frac{dc}{dt} + rc(t) - \tilde{U}ka(t) &= 0, \\ (\kappa^2 + \lambda^2) \frac{da}{dt} + r\kappa^2 a(t) - \tilde{U}(\lambda^2 - \kappa^2)kc(t) &= 0, \end{aligned}$$

или к одному уравнению

$$c_{tt} + pc_t + qc = 0, \quad (23)$$

где

$$p = r \frac{2\kappa^2 + \lambda^2}{\kappa^2 + \lambda^2}, \quad q = \frac{r^2 \kappa^2 - \tilde{U}^2 k^2 (\lambda^2 - \kappa^2)}{\lambda^2 + \kappa^2}.$$

Полагая здесь $c \sim e^{\gamma t}$, для инкремента нарастания γ получим квадратное уравнение $\gamma^2 + p\gamma + q = 0$. Неустойчивость существует если для корней уравнения выполнено условие $\gamma_1 \gamma_2 = q < 0$. Это приводит к условию неустойчивости, полученному Педлоски

$$\tilde{U}^2 > r^2 \frac{\kappa^2}{k^2 (\lambda^2 - \kappa^2)}. \quad (24)$$

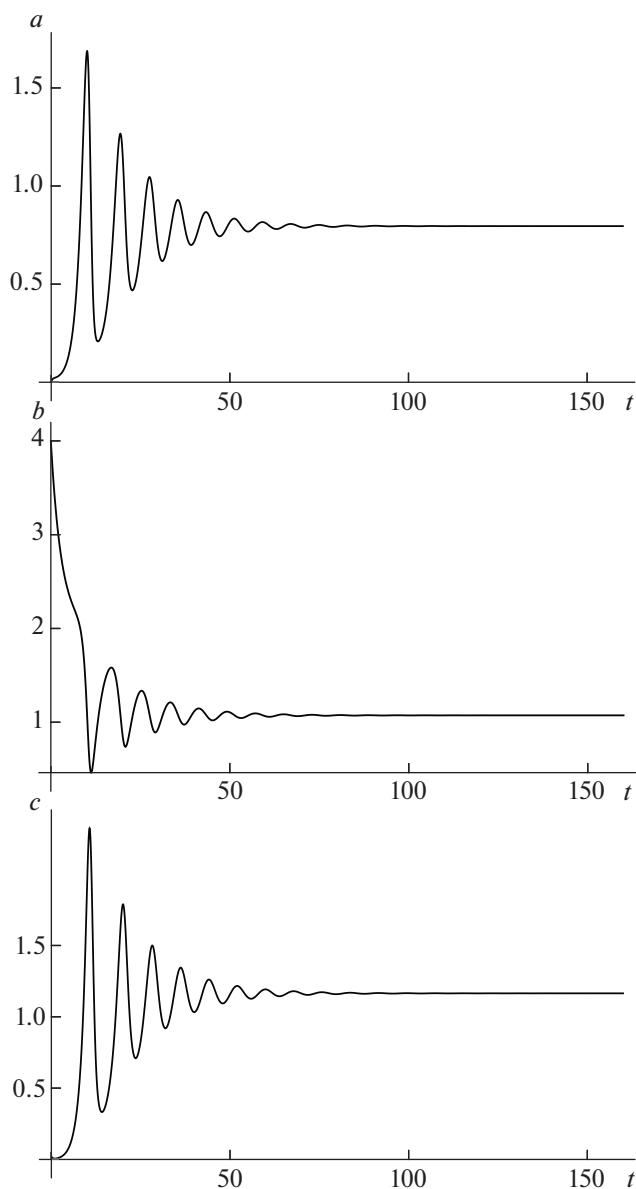


Рис. 3. Установление стационарного решения для системы (21).

Согласно этому условию, для неустойчивости с трением скорость течения должна превосходить некоторое критическое значение. При фиксированном l минимум правой части (24) достигается при $\kappa^2 = \lambda l$, при этом $U_{\min}^2 = r^2 \frac{1}{(\lambda - l)^2}$. Таким образом, неустойчивость в модели с трением существует если $\tilde{U} > U_{\min}$ и $\kappa^2 < \lambda^2$.

Вернемся теперь к нелинейной задаче. Рассмотрим вначале вопрос о неподвижных точках (положениях равновесия). Они находятся из стационарного варианта системы (22). При этом из первого

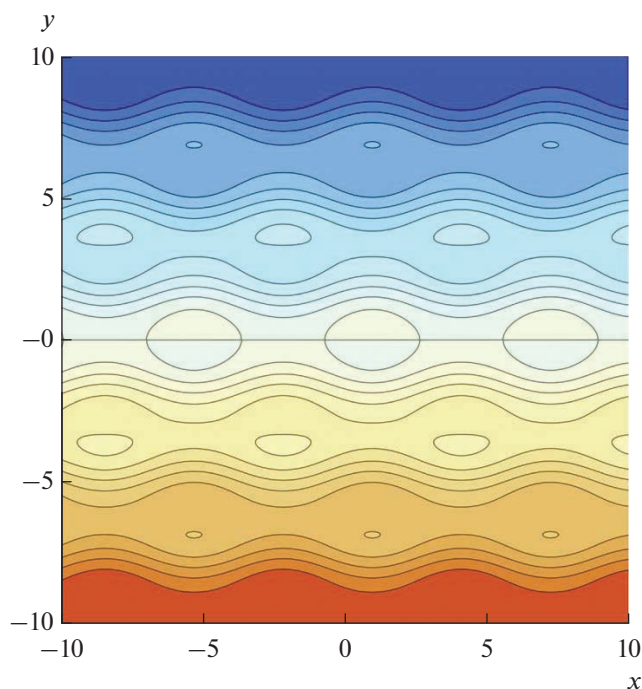


Рис. 4. Изолинии функции тока вторичного стационарного течения. Взято значение времени $t = 140$, при котором течение выходит на стационарный режим.

уравнения системы (22) следует $c = \frac{1}{r\kappa^2} a(\gamma\tilde{b} + d)$.

Подставляя это значение в стационарный вариант второго уравнение (22), приходим к квадратному уравнению для $\tilde{b}$: $r^2\kappa^4 = \alpha\gamma\tilde{b}^2 + d(\alpha - \gamma)\tilde{b} - d^2$ или

$$\alpha\gamma\tilde{b}^2 + d(\alpha - \gamma)\tilde{b} - d^2 = r^2\kappa^4.$$

Отсюда:

$$\tilde{b} = \frac{-d(\alpha - \gamma) \pm \sqrt{d^2(\alpha - \gamma)^2 + 4\alpha\gamma(d^2 + r^2\kappa^4)}}{2\alpha\gamma}.$$

Таким образом, существуют два равновесных значения $\tilde{b}$. Привлекая третье уравнение системы (22)

найдем $4rl^2\tilde{b} - 4rlU = \frac{\beta}{r\kappa^2} a^2(\gamma\tilde{b} + d)$. Отсюда:

$$a^2 = \frac{r\kappa^2(4rl^2\tilde{b} - 4rlU)}{\beta(\gamma\tilde{b} + d)}.$$

Каждому равновесному значению $\tilde{b}$ отвечают два значения a . Можно показать что аналогичная ситуация происходит и для переменной c . Каждому значению $\tilde{b}$, таким образом, отвечают стационарные решения $(b_1, \pm a, \pm c)$ и $(b_2, \pm a, \pm c)$.

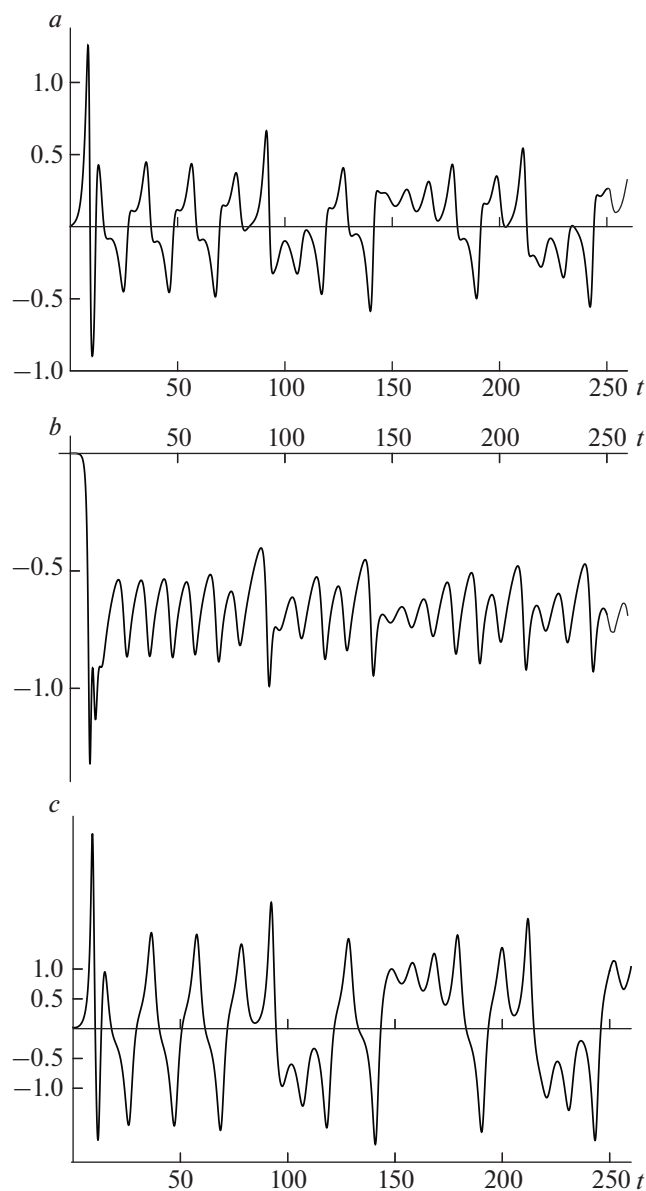


Рис. 5. Хаотические колебания в системе (22) при $k = l = 1$, $\tilde{U} = 1$, $r = 0.5$. Начальные условия: $a(0) = 0$, $b(0) = 0$, $c(0) = 0.02$.

Теперь посмотрим, что дает прямой численный счет системы (21). При очень малых значениях коэффициента трения r имеют место затухающие колебания, близкие к решениям задачи без трения. При достаточно больших значениях происходит выход на стационарные решения. Это проиллюстрировано на рис. 3 для значений параметров $\tilde{U} = k = l = 1$ и $r = 2$. Видно, что в этом случае (большие значения r) происходит выход на одно из стационарных решений. Функция тока для стационарного течения на верхнем уровне дается выражением

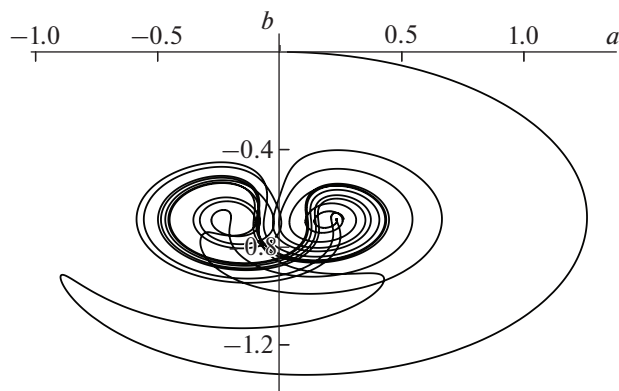


Рис. 6. Фазовые траектории двухуровневной модели в плоскости $((a(t), b(t)))$. Это же поведение иллюстрирует рис. 7, где представлено численное решение системы (21) для других значений параметров: $k = l = 1$, $\tilde{U} = 4$ и $r = 2$. Начальные условия $a(0) = 0$, $b(0) = 0$, $c(0) = 0.02$.

$$\psi_2 = -\tilde{U}y + a(t) \sin ly \cos kx + b(t) \sin 2ly + c(t) \sin ly \sin kx.$$

Изолинии этой функции представлены на рис. 4 для значений параметров $\tilde{U} = k = l = 1$, $r = 2$. Как видно в неустойчивом зональном течении формируется система вихревых дорожек.

Самые интересные особенности связаны со случаем умеренных значений r . В этом случае возникают хаотические колебания или режим странного аттрактора. Пример хаотического колебания для значений параметров $\tilde{U} = k = l = 1$ и $r = 0.5$ и начальных условий $a(0) = b(0) = 0$, $c(0) = 0.02$ приведен на рис. 5.

Чисто визуально в поведении переменных наблюдается хаос. Такое поведение является устойчивым, что подтверждается расчетами на более длинных временных промежутках и других значениях параметров. Фазовые траектории на плоскости $(a(t), b(t))$ приведены на рис. 6, где мы видим два лепестка притягивающих циклов между которыми происходит случайный переброс системы.

Это же поведение иллюстрирует рис. 7, где представлено численное решение системы (21) для других значений параметров: $k = l = 1$, $\tilde{U} = 4$ и $r = 2$. Начальные условия $a(0) = 0$, $b(0) = 0$, $c(0) = 0.02$.

Два “лепестка” фазовых траекторий системы при этих значениях параметров на плоскости $(a(t), c(t))$ приведены на рис. 8.

Хаотичность колебаний проявляется и на амплитудном спектре переменной $a(t)$, представленной в зависимости от периода в билогарифмическом представлении на рис. 9 для случаев,

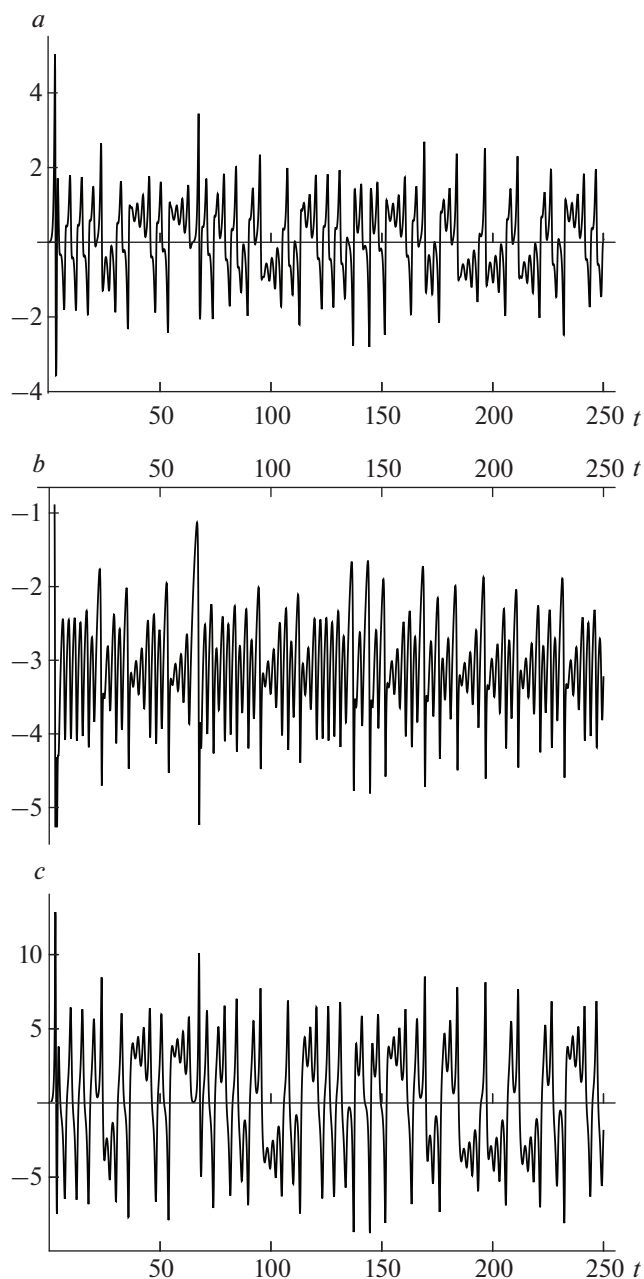


Рис. 7. Хаотические колебания в системе (22) при $k=l=1$, $\tilde{U}=4$, $r=2$. Начальные условия: $a(0)=0$, $b(0)=0$, $c(0)=0.02$.

продемонстрированных на рис. 5–6, 7–8 – рис. 9а и 9б соответственно. Спектры рассчитывались по временной реализации за время $t = 5000$ с единичным шагом. Черная линия – скользящее среднее с окном в 10 единиц безразмерного времени.

Как видно, за исключением низкочастотных колебаний, спектр практически сплошной, т.е. не содержит ярко выраженных максимумов. Таким образом, в модели с придонным трением возникает хаос или турбулентность.

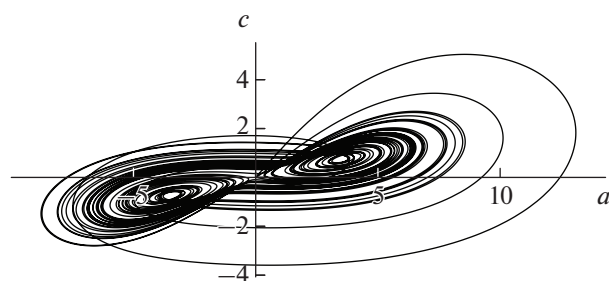


Рис. 8. Фазовые траектории двухуровневной модели в плоскости $(a(t), c(t))$.

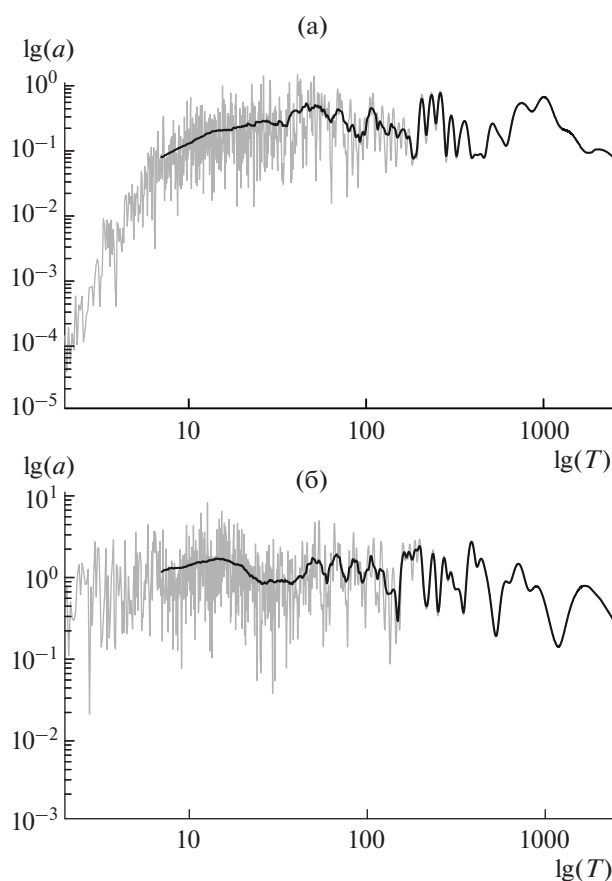


Рис. 9. Амплитудные спектры нелинейных колебаний для зависимостей $a(t)$. а) – при $k=l=1$, $\tilde{U}=1$, $r=0.5$; б) – при $k=l=1$, $\tilde{U}=4$, $r=2$. Начальные условия: $a(0)=0$, $b(0)=0$, $c(0)=0.02$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В течении долгого времени считалось, что для описания турбулентности или хаоса необходимы гидродинамические модели с большим числом пространственных мод. Ситуация принципиально изменилась после появления работы Лоренца и многочисленных последующих работ Педлоски, обнаруживших хаотическое поведение в решении гидродинамических моделей с тремя модами. Настоящая работа подтверждает этот результат в

рамках решений уравнений поверхностной геострофической модели, описывающих неустойчивость геострофического течения с вертикальным сдвигом скорости. Решение трехмодовой модели неустойчивости с придонным трением демонстрируют сложное хаотическое поведение. Для возникновения такого поведения необходимы два фактора — неустойчивость и диссипативное трение. В отсутствие трения решения дискретной модели описывают периодический режим нелинейных вассилляций.

Авторы признательны М.В. Курганскому и К.Н. Вишератину за полезные консультации и обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-17-00273 “Вихревая и волновая динамика изменяющейся земной атмосферы”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Калашник М.В., Курганский М.В., Чхетиани О.Г. Бароклинная неустойчивость в геофизической гидродинамике // Успехи физических наук. 2022. Т. 192. № 10. С. 1110–1144.
- Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Рыскин Н.М. Нелинейные колебания. М.: Физматлит, 2002. 292 с.
- Hide R. Some experiments on thermal convection in a rotating liquid. Quart. J. Royal Met. Soc. 1953. V. 79(339). P. 161–161.
- Hide R. An experimental study of thermal convection in a rotating liquid. Phil. Trans. Royal Soc. A. 1958. V. 250(983). P. 441–478.
- Hide R., Fowles W.W. Thermal convection in a rotating annulus of liquid: effect of viscosity on the transition between axisymmetric and non-axisymmetric flow regimes. J. Atmos. Sci. 1965. V. 22(5). P. 541–558.
- Hide R., Mason P.J. Sloping convection in a rotating fluid // Advances in Physics. 1975. V. 24(1). P. 47–100.
- Kalashnik M.V., Chkhetiani O.G., Kurgansky M.V. Discrete SQG models with two boundaries and baroclinic instability of jet flows // Phys. Fluids. 2021. V. 33. P. 076608.
- Klein P., Pedlosky J. A numerical study of baroclinic instability at large supercriticality // J. Atmos. Sci. 1986. V. 43. № 12. P. 1243–1262.
- Klein P., Pedlosky J. The role of dissipation mechanisms in the nonlinear dynamics of unstable baroclinic waves // J. Atmos. Sci. 1992. V. 49. № 1. P. 29–48.
- Lorenz E.N. Deterministic nonperiodic flow // J. Atmos. Sci. 1963. V. 20(3). P. 130–141.
- Oh S.P., Pedlosky J., Samelson R. Linear and finite-amplitude localized baroclinic instability // J. Atmos. Sci. 1993. V. 50. № 16. P. 2772–2784.
- Pedlosky J. Finite-amplitude baroclinic waves with small dissipation // J. Atmos. Sci. 1971. V. 28. № 4. P. 587–597.
- Pedlosky J., Frenzen C. Chaotic and periodic behavior of finite-amplitude baroclinic waves // J. Atmos. Sci. 1980. V. 37. № 6. P. 1177–1196.
- Pedlosky J. Geophysical Fluid Dynamics. Berlin/New York: Springer-Verlag, 1987. 710 p.
- Pedlosky J. Baroclinic instability localized by dissipation // J. Atmos. Sci. 1992. V. 49. № 13. P. 1161–1170.
- Pedlosky J. The effect of beta on the downstream development of unstable, chaotic baroclinic waves // J. Phys. Oceanogr. 2019. V. 49. № 9. P. 2337–2343.
- Phillips N.A. Energy transformation and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two-level, quasi-geostrophic model // Tellus. 1954. V. 6. P. 273–283.

Regular and Chaotic Oscillations in a Geostrophic Flow with Vertical Shear

M. V. Kalashnik^{1, 2, 3, *} and O. G. Chkhetiani¹

¹Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 109017 Russia

²Schmidt Institute of Physics of the Earth, ul. Bol'shaya Gruzinskaya, 10, Moscow, 123242 Russia

³Research and Production Association Typhoon, ul. Pobedy, 4, Kaluzhskaya obl., Obninsk, 249038 Russia

*e-mail: kalashnik-obn@mail.ru

In the framework of a two-level quasi-geostrophic model, the stability of flow with a constant vertical shear is investigated. Analytical expressions for the increment of perturbation growth in linear stability theory were obtained. The Galerkin method with three basic Fourier harmonics was used to describe the nonlinear dynamics of perturbations. A nonlinear system of ordinary differential equations is formulated for amplitudes of Fourier harmonics. It is shown that in the absence of bottom friction all solutions of the system describe periodic mode of nonlinear oscillations or vassillations. The situation changes fundamentally in the model with bottom friction. In this case, for a wide range of parameter values, the system solutions exhibit complex chaotic behavior. Thus, chaos or turbulence emerges for large-scale motions.

Keywords: baroclinic instability, vertical shear, bottom friction, chaotic oscillations

УДК 551.5

СОДЕРЖАНИЕ CH_4 , CO_2 , CO И $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ В ПРИЗЕМНОМ ВОЗДУХЕ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ НА СТАНЦИИ ИФА ИМ. А.М. ОБУХОВА РАН В МОСКВЕ

© 2023 г. Е. В. Березина^{а, *}, А. В. Васильева^а, К. Б. Моисеенко^а, Н. В. Панкратова^а,
А. И. Скороход^{а, б}, И. Б. Беликов^а, В. А. Белоусов^а, А. Ю. Артамонов^а

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

^бУниверситет Вены, пл. Йозефа Холаубека, 2, Вена, 1090 Австрия

*e-mail: e_berezina_83@mail.ru

Поступила в редакцию 03.03.2023 г.

После доработки 13.06.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

Приведены результаты анализа межгодовых, сезонных и суточных вариаций отношений смеси CH_4 , CO_2 , CO , бензола и $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ в приземном воздухе г. Москвы по измерениям на станции ИФА им. А.М. Обухова РАН в 2018–2020 гг. Годовой максимум содержания CH_4 , CO_2 и CO (>2.2 , 430 и 0.20 млн^{-1} , соответственно) приходится на зимние месяцы в связи с сезонным ростом антропогенной нагрузки от основных источников городского загрязнения — автотранспорта и теплоэнергетического сектора, и уменьшением роли вертикального перемешивания воздуха. Наибольший вклад локальных и удаленных микробных источников в содержание CH_4 отмечен в летние месяцы на фоне низких значений $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ ($-50\ldots-60\text{‰}$). Во все сезоны, пики приземных концентраций CH_4 , CO_2 и CO , продолжительностью до нескольких часов, обусловлены переносом от промышленных объектов в В–ЮВ секторе. Рассчитанные средние эмиссионные отношения в городском воздухе составили: $\text{CH}_4/\text{бензол} = 0.52\text{--}0.54 \text{ млн}^{-1}/\text{млрд}^{-1}$, $\text{CH}_4/\text{CO} = 0.56\text{--}0.75 \text{ млн}^{-1}/\text{млн}^{-1}$, $\text{CO}_2/\text{бензол} = 77\text{--}93 \text{ млн}^{-1}/\text{млрд}^{-1}$, $\text{CO}_2/\text{CO} = 81\text{--}131 \text{ млн}^{-1}/\text{млн}^{-1}$, $\text{CO}/\text{бензол} = 0.65\text{--}1.11 \text{ млн}^{-1}/\text{млрд}^{-1}$. Приведенные отношения характеризуют преобладающий вклад эмиссий от автотранспорта и теплоэнергетического сектора и могут быть использованы для уточнения абсолютных величин выбросов, в том числе на основе существующих инвентаризаций источников антропогенного загрязнения воздуха.

Ключевые слова: малые газовые примеси, мегаполис, источники загрязнения, изотопная сигнатура, эмиссионные отношения

DOI: 10.31857/S0002351523050036, **EDN:** XUSLEP

1. ВВЕДЕНИЕ

На долю городских источников приходится более 70% антропогенных выбросов основных парниковых газов: углекислого газа (CO_2) и метана (CH_4) [Canadell et al, 2010]. Основными источниками CH_4 в городах являются утечки и хранение природного газа, автотранспорт, коммунальные стоки, полигоны твердых бытовых отходов (ТБО), а также водоочистительные станции и городские водоемы. Городские выбросы CO_2 , как и CO , преимущественно связаны с автотранспортом и работой централизованной системы отопления (ТЭЦ). В вегетативный период года значи-

мый вклад могут давать также биогенные источники CO_2 , выделяющегося при дыхании растений, и CO , образующегося при окислении биогенных летучих органических соединений (ЛОС) [Kelvin et al., 2019]. Однако прямые оценки вклада биогенных эмиссий CO_2 и CO в крупных городах по данным прямых наблюдений состава воздуха сильно затруднены ввиду сильной неоднородности полей эмиссий от природных источников на фоне значительно более мощного антропогенного сигнала.

Для расчетов величин эмиссий парниковых и химически активных газов широко используется метод, основанный на расчете эмиссионного отношения X/Y (ЭО) [Ammoura et al., 2014; Wennberg et al., 2012; Wong et al., 2015; Berezina et al., 2022], в котором соединение Y является трассером эмиссий от источника определенного типа (например, от автотранспорта). Концентрация Y

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.).

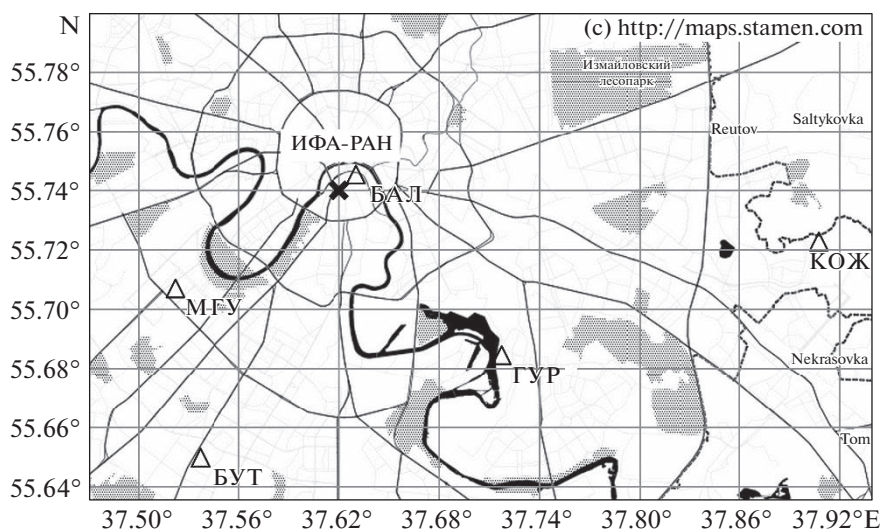


Рис. 1. Расположение станции ИФА – РАН (крестик), станций МЭМ (треугольники: МГУ, БУТ, КОЖ и ГУР) и метеорологической станции Балчуг (БАЛ).

не должна при этом значительно варьировать вследствие локальных изменений фотохимических или метеорологических условий, определяющих состав воздуха в точке измерения, что не характерно для условий загрязненного городского воздуха. Для уменьшения неопределенностей в расчетах ЭО в условиях города, используются различные пространственные и/или временные фильтры, позволяющие сократить влияние случайных, плохо определимых факторов на итоговые оценки. Получение согласованных величин ЭО для нескольких измеряемых соединений можно рассматривать в этом случае, как своего рода тест на репрезентативность данных измерений в выбранном пункте для городского воздушного бассейна в целом.

Совместные наблюдения отношения смеси метана и содержащегося в нем тяжелого изотопа ^{13}C предоставляют дополнительную возможность для выделения основных источников данного соединения для городского воздушного бассейна, в условиях, когда измерения проводятся в широких диапазонах химического возраста и состава измеряемого воздуха [Fisher et al., 2006; Levin et al., 1999; Townsend-Small et al., 2012]. Различаются изотопные сигнатуры $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ атмосферных эмиссий метана, связанных с сжиганием ископаемого топлива и горением биомассы (–15...–45‰), хранением и утечками природного газа (–36...–50‰), а также городскими микробными источниками метана (свалки, пресные водоемы, водоочистные станции) и нефтехранилищами (–50...–70‰) [Lopez et al., 2017; Zazzeri et al., 2017; Varga et al., 2021; Xueref-Remy et al., 2020; Bakaloglu et al., 2022].

В работе приведены результаты наблюдений приземного содержания CH_4 , CO_2 , CO , бензола и

$\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ на измерительной станции ИФА им. А.М. Обухова РАН в г. Москве в 2018–2020 гг. Следует отметить, что измерения $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ в Московском мегаполисе были выполнены впервые. Задачами проводимого на станции научного мониторинга состава воздуха является количественный анализ долгосрочных изменений содержания малых газовых и аэрозольных примесей, влияния городских источников на фотохимическую систему городского воздушного бассейна, а также оценки влияния неблагоприятных погодных условий на качество воздуха в московском мегаполисе в условиях меняющегося климата. На основе полученных данных проведены оценки межгодовой, сезонной и суточной изменчивости содержания рассматриваемых примесей. Полученные эмиссионные отношения, наряду с измерениями $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$, позволили выделить основные типы городских источников, влияющие на содержание измеряемых газов, их сезонную и краткосрочную изменчивость.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Измерительная станция расположена во внутреннем дворе здания ИФА им. А.М. Обухова РАН недалеко от центра г. Москвы (Пыжевский пер., 3, 55°740' N, 37°620' E). В непосредственной близости от станции проходит улица Большая Ордынка с достаточно интенсивным автомобильным движением (см. рис. 1). Район станции в целом характеризуется плотной городской застройкой, интенсивным дорожным движением и отсутствием сколько-нибудь значимых посадок деревьев и кустарников. Таким образом, основными локальными источниками атмосферных выбросов, ока-

Таблица 1. Технические характеристики приборов

№	Тип, модель прибора	Производитель	Измеряемый параметр	Диапазон измерений	Общая погрешность	Время отклика	Режим наблюдений
1	G2132-i	Picarro Inc. (США)	Концентрация CH ₄ Концентрация CO ₂ Концентрация H ₂ O Концентрация δ ¹³ C—CH ₄	1.8–12 ppm 200–2000 ppm 0–2.4% —	± 5 ppb ±1 ppm ±0.01% ±0.8 ‰	30 сек	Непрерывный, кроме периодов морских экспедиций (2–4 мес. в год)
2	TE48S	Thermo Inc. (США)	Концентрация CO	0.05–10 ppm	±1%	60 сек	Непрерывный
3	Compact PTR-MS	Ionicon Inc. (Австрия)	Концентрация бензола, а также ряда некоторых других летучих органических соединений	0.5–1000 ppb	±0.5 ppb	0.5 сек	Непрерывный
4	МТП-5	НПО “АТТЕХ” (Россия)	Вертикальный профиль температуры в слое 0–1000 м	–40–+50 °C	±0.2...±0.5 °C	5 мин	Непрерывный

зывающими непосредственное влияние на станцию, являются автотранспорт и объекты городской инфраструктуры.

Измерения приземных отношений смеси CH₄, CO₂, CO, δ¹³C—CH₄ и бензола проводились на основе разработанного в лаборатории газовых примесей атмосферы (ЛГПА) ИФА РАН автоматизированного интегрированного комплекса аппаратуры. В состав комплекса входят измерительные приборы производства ведущих зарубежных и отечественных компаний. Оборудование комплекса размещается во всепогодных шкафах, установленных на открытом воздухе [Berezina et al., 2022; Berezina et al., 2023].

В состав приборного комплекса входят:

– анализатор типа G2132-i производства компании Picarro Inc. (США) для измерения концентраций CH₄, CO₂ и δ¹³C—CH₄. Данный анализатор использовался нами ранее для измерений концентраций CH₄ и δ¹³C—CH₄ с борта научно-исследовательского судна в морях российской Арктики [Pankratova et al., 2018; Pankratova et al., 2022], по результатам которых, в частности, была установлена высокая надежность G2132-i;

– газоанализатор концентрации CO типа TE48S производства компании Thermo Inc. (США);

– протонный масс-спектрометр типа Compact PTR-MS производства компании Ionicon Inc. (Австрия) для измерения концентрации бензола и некоторых других летучих органических соединений в приземном воздухе;

– метеорологический температурный профилемер типа МТП-5 производства НПО “АТТЕХ” (Россия) [Ilyin et al., 2017; Кадыгров Е.Н., 2009] для измерения вертикального профиля температуры в приземном слое атмосферы.

Основные технические характеристики использованных приборов приведены в табл. 1. Используемое оборудование обеспечивает возможность определения концентраций указанных примесей в широком диапазоне, от значений на уровнях предельно допустимых концентраций, до величин, характерных для не загрязненной атмосферы.

Воздухозаборники комплекса для каждого газоанализатора представляют обращенные вниз воронки, расположенные на высоте 2.5 м над землей, с тефлоновыми трубопроводами наружным диаметром 1/4" и длиной около 3 м.

В процессе измерений регулярно проводились контроль функционирования и калибровка приборов.

В частности, анализатор G2132-i был откалиброван с помощью вторичного эталона, в качестве которого был использован баллон со сжатым воздухом емкостью 1 л, предоставленный Норвежским институтом исследований воздуха (NILU), с известными концентрациями CH₄, CO₂ и δ¹³C—CH₄, измеренными в NILU с относительной погрешностью, не превышающей 0.03% для CH₄, 0.25% для CO₂ и 0.1% для δ¹³C—CH₄, по первичным эталонам, описанным в [Dlugokencky et al., 2005] для CH₄ и CO₂, и в [Fisher et al., 2006] для δ¹³C—CH₄. После определения калибровочного коэффициента прибора, последний был использован для определения значений концентраций CH₄ и δ¹³C—CH₄ в поверочных газовых смесях (ПГС) производства компании Linde Gas Rus (Россия) с погрешностью около 0.05%, т.е. существенно лучшей, чем у самих ПГС. Эти ПГС в дальнейшем были использованы для исследования долговременной стабильности показаний анализатора, которое показало, что при многократных калиб-

ровках с периодом в 2–3 месяца на протяжении более 1.5 лет различие в показаниях анализатора не превышает 0.005 млн^{-1} , что соответствует характеристикам, заявленным компанией-производителем.

Протонный масс-спектрометр типа Compact PTR-MS [Berezina et al., 2020; Berezina et al., 2022] использовался в режиме, установленном компанией-производителем, а именно $E/N = 149.9 \text{ Td}$ ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ В м}^2$), $U_{\text{drift}} = 600 \text{ В}$, $P_{\text{drift}} = 2.0 \text{ мбар}$ и $T_{\text{drift}} = 333 \text{ К}$ (60°C). Уровни ионов примесей NO^+ (m/z 30), O_2^+ (m/z 32) и кластерных ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ (m/z 37) не превышали 0.1–0.2, 3–4 и 0.3–0.4%, соответственно, от уровня первичных ионов H_3O^+ . Контроль функционирования осуществлялся с использованием источника микропотока бензола производства компании ООО “Мониторинг” (Россия) и генератора газовых смесей типа ГДП-102 производства компании “Аналитприбор” (Россия).

Первичный контроль качества данных и их обработка осуществлялись с использованием специально разработанных в ЛГПА программных утилит. В результате были сформированы ряды концентраций измеряемых примесей с осреднением по интервалам 1 мин (соответствует характерному быстродействию большинства газоанализаторов комплекса), 20 мин, 3 ч (соответствует стандартному периоду метеорологических наблюдений) и 1 сутки. Величина потерь данных (преимущественно вследствие случаев нештатной работы оборудования) невелика и в общем случае не превышала указанных в РД 52.04.667–2005 (документы о состоянии загрязнения атмосферы в городах для информирования государственных органов, общественности и населения) пределов для корректного вычисления среднесуточных, среднемесячных и среднегодовых значений.

Для анализа метеорологических условий в период измерений использовались данные метеостанции Балчуг (WMO ID 27605), расположенной на расстоянии примерно одного километра к северу от места проведения наблюдений (см. рис. 1).

Полученные нами данные хорошо коррелируют, на уровне средних часовых значений, с измерениями на четырех ближайших сетевых станциях Мосэкомониторинга (Кожухово, Гурьянова, МГУ, Черемушки, см. рис. 1) ($R > 0.6$), что позволяет сделать вывод о репрезентативности данных станции ИФА РАН, по крайней мере, для городского воздушного бассейна над центральной частью города.

В данной работе анализируются средние часовые данные за период с 1 января 2018 г. по 31 декабря 2020 г. Для уменьшения влияния случайных факторов, проявившихся в виде эпизодов кратковременного роста содержания примесей,

из первичных (минутных) рядов отфильтрованы измерения, отличающиеся от средней часовой величины более чем на два стандартных отклонения. Оставшиеся данные были усреднены в окне ± 30 мин центрированном относительно 00, 01, ... 23 ч местного времени, при наличии в данном часовом интервале не менее 50% от исходных (отфильтрованных) данных.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Метеорологические условия

Анализируемый период в целом характеризуется значительными положительными аномалиями температуры воздуха и (в отдельные сезоны) осадков.

Начало 2018 г. в Москве характеризовалось теплой погодой и обильными снегопадами. В январе температура воздуха превысила климатическую норму почти на 5°C (рис. 2), а осадков выпало в 1.5 раза больше климатической нормы. Летом температура воздуха превысила средние климатические значения, а осень стала 3-й в ранге самых теплых за всю историю метеонаблюдений. Температура воздуха и количество осадков в декабре были близки к их многолетним средним значениям. Вторая половина зимы 2019–2020 гг. в Москве была теплее на 2.6°C в январе и 6.3°C в феврале по сравнению с климатической нормой. Январь 2020 г. оказался самым теплым месяцем за всю историю наблюдений в Москве, при этом стабильный снежный покров установился только 23 января. Лето и вторая половина 2020 г. также были аномально теплыми.

На протяжении всего года, на станции велика повторяемость условий, близких к штилевым, со скоростями ветра $\leq 1 \text{ м/с}$ (рис. 2). Суммарная продолжительность штилевых условий достигает максимума в летние месяцы в ночные часы в связи с приземными температурными инверсиями. Летом установление и разрушение инверсий имели место в 19–21 ч и 06–08 ч, соответственно, что создавало условия для накопления примесей в приземном слое. Для зимних месяцев, низкие скорости ветра характерны для условий приподнятых температурных инверсий, с нижней границей на высотах от 100–200 м. Условия приподнятых инверсий наблюдаются как в ночные, так и дневные часы, что обуславливает отсутствие существенных различий в скорости ветра в этот период года (рис. 3).

В качестве примера, на рис. 3а–3в представлены типичные для станции ИФА-РАН ситуации образования и разрушения приподнятой (рис. 3а) и приземной (рис. 3б, 3в) инверсии зимой (рис. 3а, 3б) и летом (рис. 3в) 2020 г. Зимой нижняя и верхняя границы приподнятого слоя инверсии в период его наибольшего развития обычно

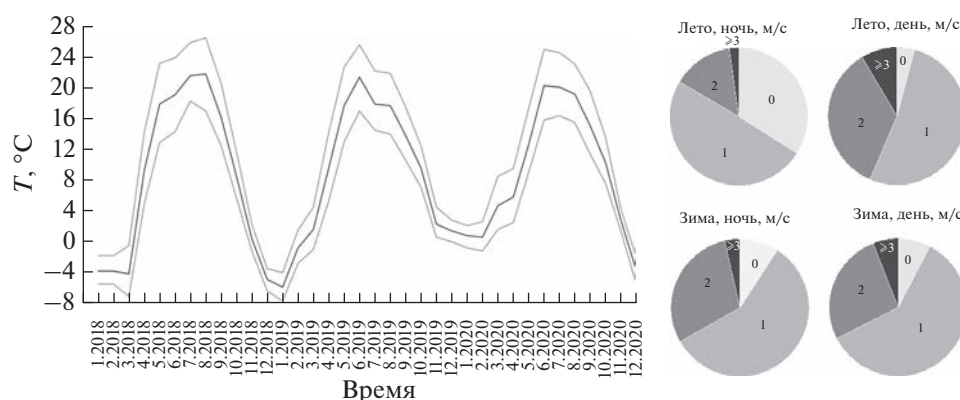


Рис. 2. Средняя (черная кривая), максимальная и минимальная (серые кривые) температура воздуха по месяцам 2018–2020 гг. (слева) и диаграммы скорости ветра для зимних и летних месяцев за дневные (09:00–21:00) и ночные (09:00–21:00) часы (справа).

располагаются на высотах 100–300 и 400–850 м, соответственно (с мощностью инверсий 300–700 м и величиной до 4°C). При этом, приподнятая инверсия держится в течение суток, и ее нижняя граница не поднимается выше 400–500 м над земной поверхностью. В летний период наряду с приподнятыми инверсиями наблюдаются и приземные, а существование инверсионного слоя (мощностью от 200 до 600 м и величиной от 0.3 до 1.5°C) ограничивается ночными и ранними утренними часами с последующим развитием термической конвекции в период с 06 ч утра до 18 ч вечера.

Формирование ночного слоя инверсии в теплый период года, на фоне суточного минимума эмиссий от автотранспорта, проявилось не только в виде суточного максимума для измеряемых примесей, но и в значительных амплитудах флуктуаций концентраций, вероятной причиной которых стало эпизодическое влияние локальных, плохо идентифицируемых источников. В связи с этим, для анализа данных в ряде случаев использовалось подмножество дневных наблюдений, характеризующихся минимальным вкладом локальных эмиссий и наиболее репрезентативных для городского воздушного бассейна в целом.

3.2. Годовой ход и суточные вариации CH_4 , CO_2 , CO и $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$

Годовой ход содержания CH_4 , CO_2 и CO характеризуется устойчивыми максимумами и минимумами в зимние и летние месяцы, соответственно. Данная особенность является общей для всех региональных станций атмосферного мониторинга, расположенных во внетропических широтах Северного полушария, и обусловлена сезонным уменьшением интенсивности вертикального обмена воздухом между атмосферным пограничным слоем и свободной тропосферой, высоты слоя перемешивания и атмосферного окислительного потенциала в холодный период года

(Derwent et al., 2020). Средние отношения смеси составили 2033 ± 43 млн $^{-1}$ CH_4 , 206 ± 76 млн $^{-1}$ CO и 425 ± 07 млн $^{-1}$ CO_2 в зимние и 1992 ± 39 млн $^{-1}$ CH_4 , 163 ± 56 млн $^{-1}$ CO и 402 ± 10 млн $^{-1}$ CO_2 в летние месяцы 2018–2020 гг. Наличие отчетливо выраженного годового хода долгоживущих примесей в городских условиях указывает на ограниченный вклад городских источников в содержание долгоживущих соединений в воздушном бассейне мегаполиса, на фоне общепланетарных радиационных и динамических процессов, включая трансграничный перенос от наветренных источников в западной части континента.

Дополнительный вклад городских источников в увеличение приземного содержания парниковых газов и CO в холодный период обусловлен сезонным максимумом эмиссий (при сжигании природного газа и ископаемого топлива) в теплоэнергетическом секторе, особенно в сильные морозы, а также с большей автотранспортной нагрузкой в это время года. Следует также отметить, что годовой ход анализируемых примесей в исследуемый период в целом может быть выражен слабее, по сравнению со “среднеклиматическими” годами, в связи с аномально теплыми зимами 2019 и 2020 гг. (рис. 4) и, соответственно, меньшими нагрузками на теплоэнергетический сектор и меньшими выбросами CO от автотранспорта при холодном запуске двигателей.

Годовые вариации содержания ^{13}C в метане ($<-50\%$) характеризуются значительно меньшей регулярностью и большей межгодовой изменчивостью, по сравнению с долгоживущими соединениями. Наблюдаемый минимум в летние месяцы указывает на активизацию его микробных источников (коммунальные стоки, свалки, река Москва). Межгодовые различия заметны преимущественно в концентрации метана и его изотопного состава в зимние месяцы, что связано с колебаниями температуры воздуха в разные годы

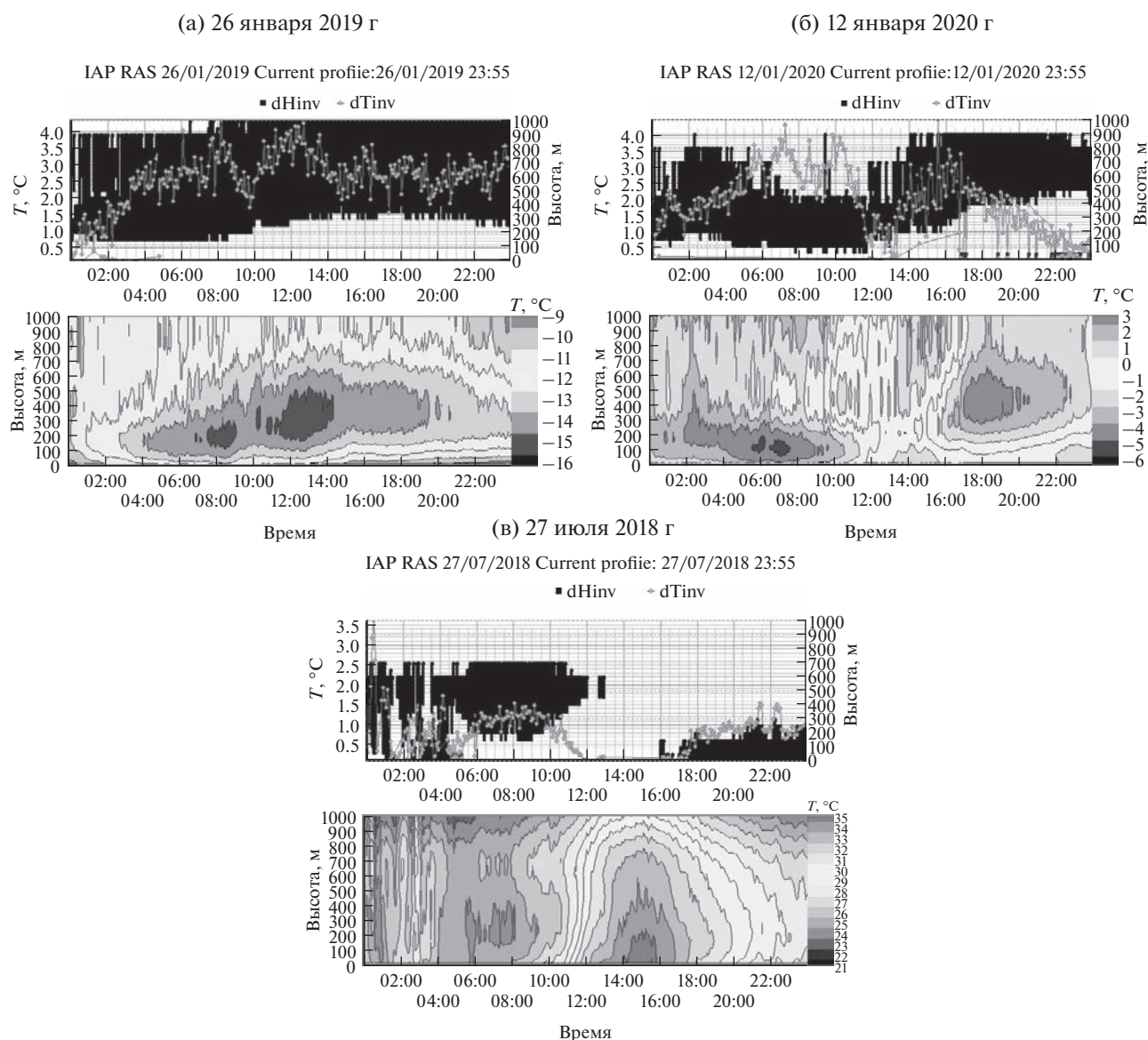


Рис. 3. Примеры условий атмосферной стратификации зимой (а, б) и летом (в) на станции ИФА РАН. На каждом рисунке показаны временные развертки сигналов метеорологического температурного профилера типа МТП-5 (T –время и высота–время). На диаграмме T –время, серая линия с точками – величина инверсии, темная заливка – диапазон высот нижней и верхней границ инверсии. На диаграмме высота–время, темной заливкой отмечены области наименьшего зарегистрированного значения температуры воздуха в $^{\circ}\text{C}$.

наблюдений. Сравнительно более низкие значения $\delta^{13}\text{C}$ – CH_4 установлены и для аномально теплых месяцев 2020 г., для которых также можно предполагать рост интенсивности микробных эмиссий метана. Влияние температуры может быть потенциально значимым и для CO , эмиссии которого оказываются выше при холодном запуске двигателей, т.е. в условиях более низких зимних температур. Однако, на данном этапе сделать соответствующие выводы не представляется возможным ввиду недостаточного объема полученных данных.

Суточные вариации CH_4 , CO_2 и CO наиболее выражены летом (рис. 5) с небольшим увеличением содержания в ночное время (с 20 до 05–07 ч) в связи с установлением приземной температурной инверсии. На этот же период суток приходится и наибольшая изменчивость концентраций между отдельными сутками, обусловленная, как уже отмечалось выше, влиянием источников в окрестности измерительной станции. В отличие от CH_4 и CO_2 , суточный ход CO характеризуется сравнительно меньшей регулярностью и максимумом, сдвинутым на более ранние часы (23:00–03:00),

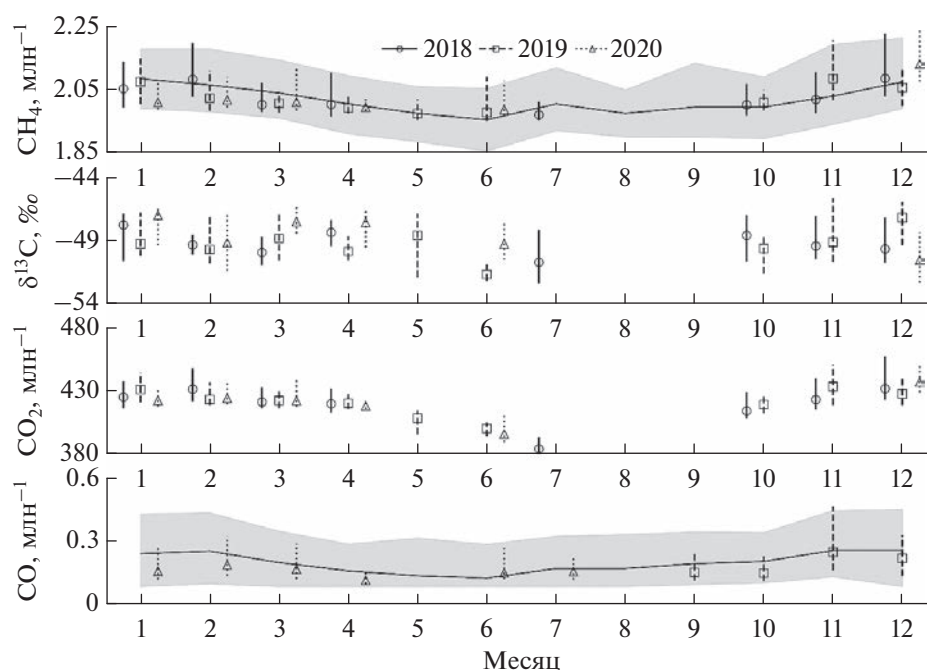


Рис. 4. Ежемесячные статистики средних часовых концентраций CH_4 , $\delta^{13}\text{C}$, CO_2 и CO в дневные часы (09:00–21:00) в ИФА РАН: медианы за 2018 (○), 2019 (□) и 2020 (Δ) годы и соответствующие диапазоны 10–90 перцентилей; черной линией и серой областью показана медиана и диапазон 10–90 перцентилей за 2018–2020 гг. на станциях МЭМ (Кожухово, Гурьянова, МГУ, Черемушки), данные которых высоко коррелируют с измерениями на станции ИФА РАН ($R > 0.5$).

тогда как аналогичные максимумы CH_4 и CO_2 приходятся на период 05:00–06:00 утра. Отметим, что влияние инверсионного слоя хорошо прослеживается и в суточном ходе озона, минимум которого достигается в те же часы, что и максимумы CH_4 и CO_2 . Причиной указанных расхождений между суточными максимумами CO и парниковых газов может быть наличие биогенных источников CH_4 и CO_2 и обусловленный ими рост приземного содержания парниковых газов на протяжении всей ночи вплоть до начала разрушения инверсионного слоя (06:00–07:00 утра). Для ночного накопления метана, определенную роль могут играть также его городские источники с невыраженным суточным ходом (коммунальные стоки, утечки газа), включая эмиссии от нефтехранилищ и нефтеперерабатывающих предприятий. С другой стороны, отсутствие значимых биогенных источников CO в городе приводит к прямой зависимости его содержания от эмиссий автотранспорта, минимум которых приходится как раз на ночные часы.

Зимой суточный ход CH_4 выражен слабо (рис. 6), при этом сравнительно большую роль на протяжении суток играют эпизоды высоких (>2.2 млн $^{-1}$) концентраций, в связи с переносом в когерентных шлейфах от удаленных источников CH_4 с востока — юго-востока г. Москвы (см. ниже, в 3.3). Суточные ходы CO и CO_2 в целом противоположны

аналогичным ходам за летние месяцы, с широким максимумом в период с 09:00 до 21:00. Отсутствие выраженного суточного хода приземной температурной инверсии и связанного с последней ночного накопления рассматриваемых соединений, наряду с широким развитием слоев приподнятой инверсии как в ночные, так и дневные часы, обуславливает прямую зависимость содержания CO и CO_2 от эмиссий автотранспорта. Как следствие, повышенное содержание указанных соединений в приземном слое наблюдается в дневные часы в период наиболее интенсивного дорожного движения.

Средние значения $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ как в летние, так и зимние месяцы на протяжении суток остается почти постоянным на уровне -50 and -48.7‰ , соответственно, что указывает на основной источник эмиссий метана в городе — использование жидкого топлива и природного газа.

Частотные распределения отношений смеси CH_4 , CO_2 и CO (рис. 7) указывают на то, что зимой доля более высоких концентраций CH_4 , CO_2 и CO (>2.2 , 430 и 0.2 млн $^{-1}$, соответственно) выше, чем летом. Доля $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4 < -50\text{‰}$ выше летом ($\sim 60\%$), что указывает на заметный вклад локальных и удаленных микробных источников в содержание городского CH_4 . Зимой, наоборот, преобладают значения $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4 > -50\text{‰}$, что

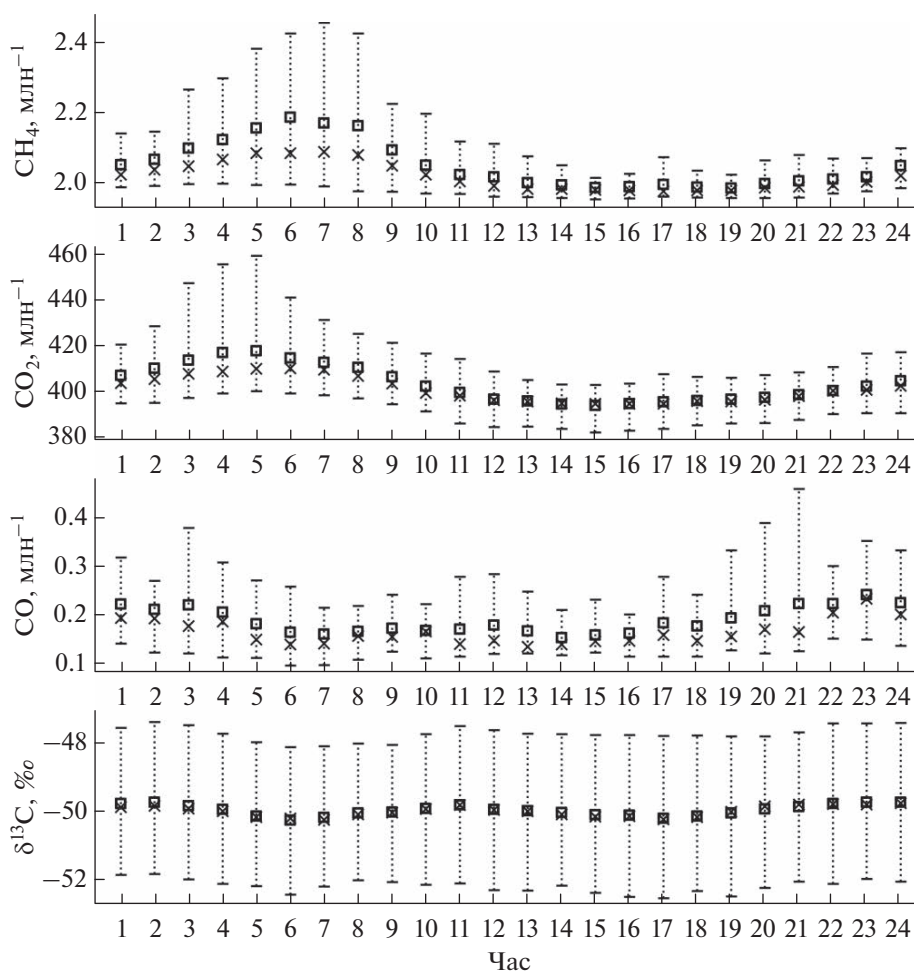


Рис. 5. Суточные вариации CH_4 (млн^{-1}), CO_2 , CO и $\delta^{13}\text{C}$ (‰) в летние месяцы 2018–2020 гг. по измерениям на станции ИФА РАН. Приводятся статистики, основанные на средних часовых концентрациях за рассматриваемый период ($\times$ — медиана, $\square$ — среднее, вертикальные отрезки ограничивают диапазон 10–90 перцентилей).

характеризует влияние источников, связанных с использованием ископаемого топлива и природного газа.

3.3. Зависимость содержания примесей от направления ветра

Построенные розы концентраций (рис. 8 и 9) указывают на преобладание выноса в район станции воздуха с высоким содержанием CH_4 и CO_2 из В–СВ сектора летом, тогда как зимой преобладает вынос с западного направления, а также из В–ЮВ сектора. Перенос CO осуществляется преимущественно с западной части г. Москвы как зимой, так и летом (рис. 9). Следует отметить, что наиболее высокие концентрации всех исследуемых примесей ($>2.2 \text{ млн}^{-1} \text{ CH}_4$, $>480 \text{ млн}^{-1} \text{ CO}_2$ и $>0.3 \text{ млн}^{-1} \text{ CO}$), соответствующие примерно 5–10% данных, приходятся на СВ–ЮВ сектор, в котором расположены потенциально значимые источники биогенного метана — полигоны твердых

бытовых отходов, станции аэрации и река Москва. Вывод о значимом вкладе микробных эмиссий подтверждается и данными изотопного анализа, согласно которым наибольшая доля обедненного (микробного) метана ($\delta^{13}\text{C} < -50\text{‰}$) также ассоциируется с переносом из восточного сектора (рис. 8).

3.4. Эмиссионные отношения

Содержание исследуемых примесей в городском воздухе определяется в первом приближении аддитивным вкладом городских эмиссий на фоне регионального и дальнего переноса от наветренных источников. Анализ корреляций между измеренным содержанием CH_4 , CO_2 , CO и бензола позволяет рассчитать эмиссионные отношения (ЭО) для некоторых видов городских источников, определяющих загрязнение городского воздушного бассейна.

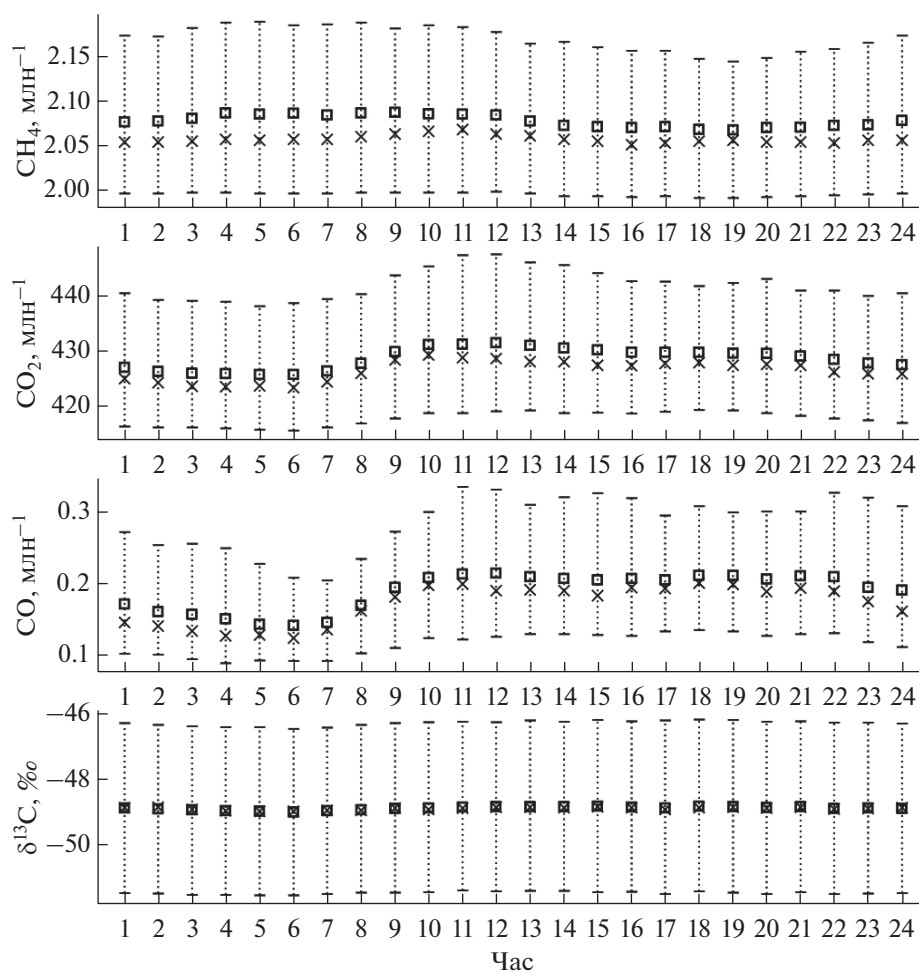
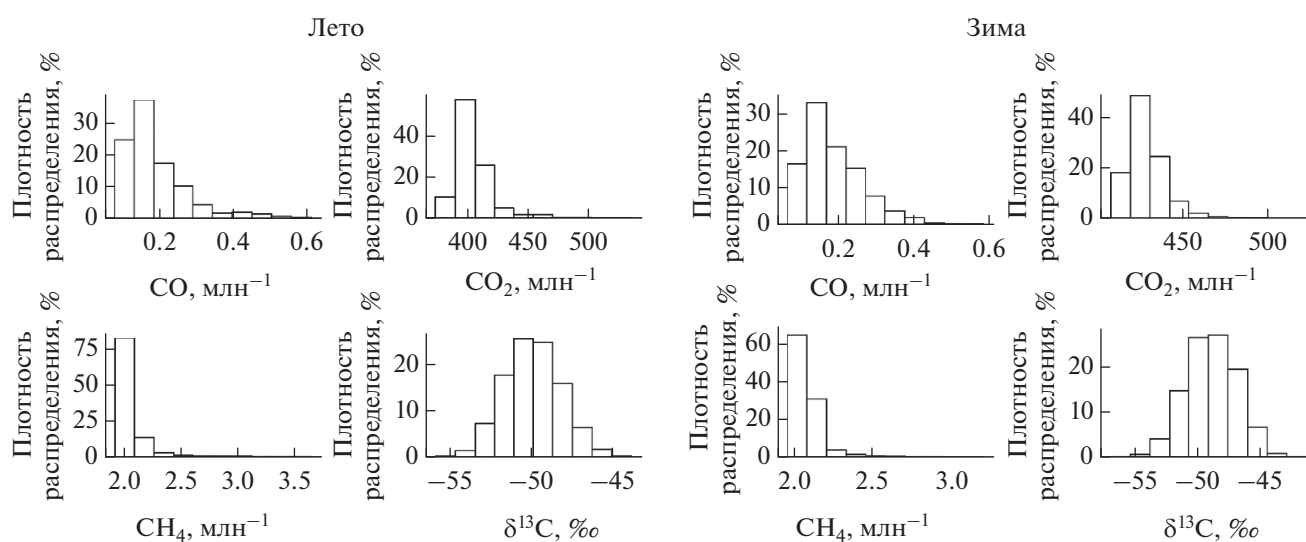


Рис. 6. Аналогично рис. 5, но для зимних месяцев 2018–2020 гг.

Рис. 7. Распределения средних часовых отношений смеси CH_4 , CO_2 , CO и $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ летом (слева) и зимой (справа) 2018–2020 гг.

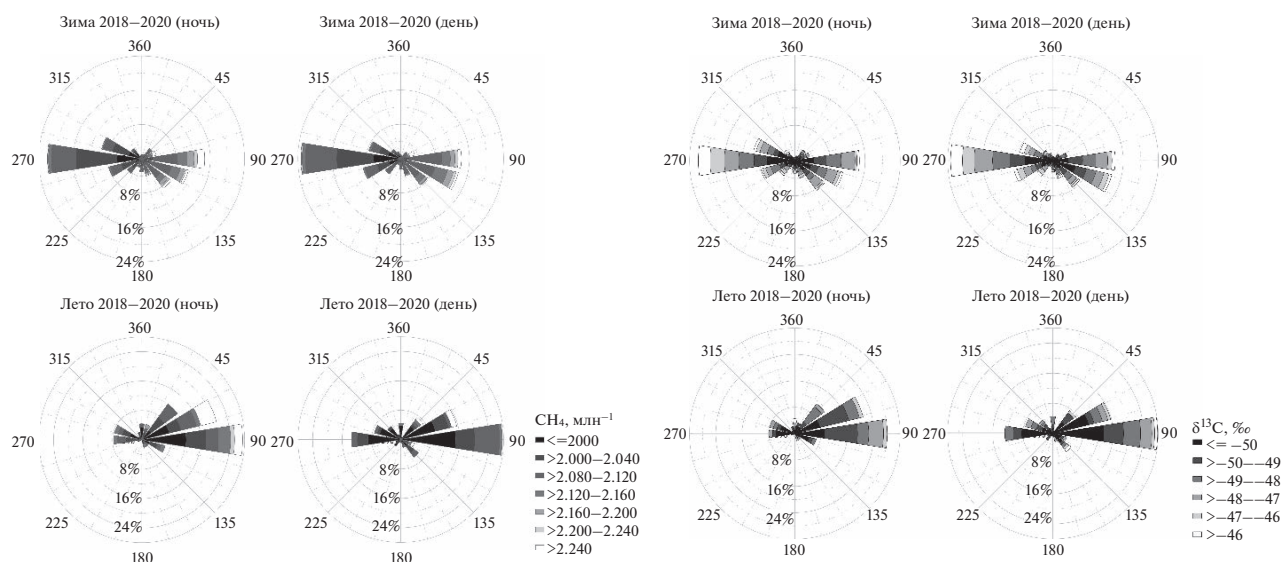


Рис. 8. Розы концентраций CH_4 (слева) и $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ (справа) по данным измерений скорости ветра на станции Балчуг в зимние и летние месяцы 2018–2020 гг.

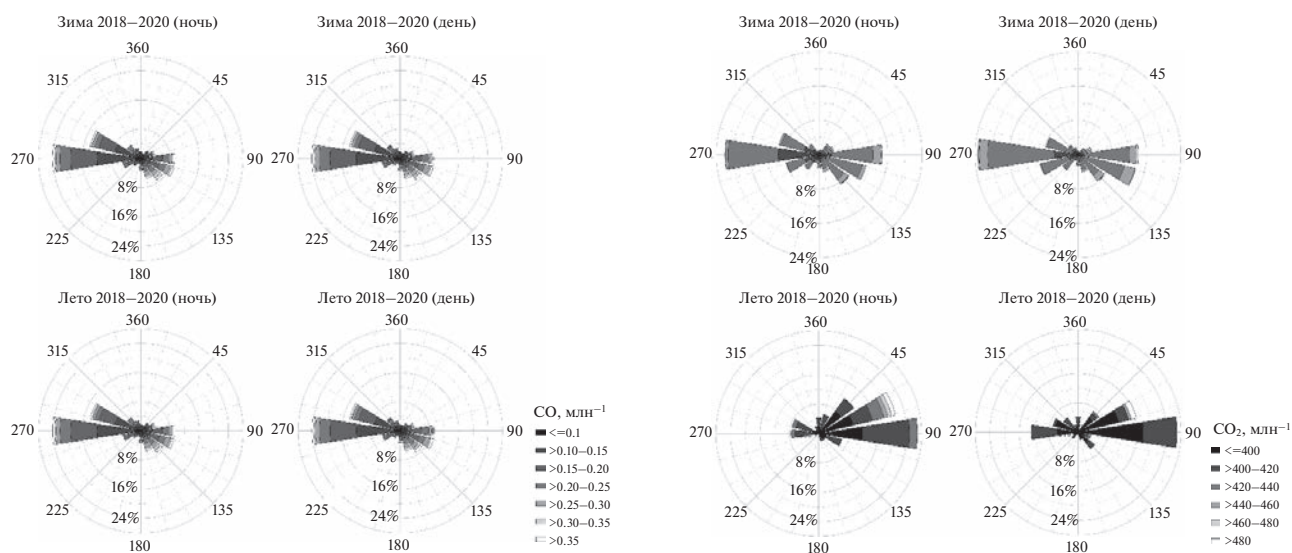


Рис. 9. Аналогично рис. 8, но для CO (слева) и CO_2 (справа).

Дневные и ночные зависимости между измеренными отношениями смеси для CH_4 , CO_2 , CO и бензола в зимний и летний периоды измерений представлены на рис. 10 и 11, соответственно. Эпизоды повышенного содержания CH_4 (>2.2 млн $^{-1}$) исключены из корреляционного анализа (до 5% данных), в связи со значительным снижением корреляции при учете данных эпизодов.

Наиболее высокие корреляции CH_4 и CO_2 с бензолом, рассматривавшемся в качестве трассера выбросов автотранспорта, отмечены в дневное время (09–21 ч.) летом (рис. 10), когда наблюдается пик автотранспортной активности ($R = 0.81$ и

0.75, соответственно). Летом корреляция CO с бензолом остается высокой как днем ($R = 0.93$), так и ночью ($R = 0.91$), что указывает на автотранспорт, как на основной источник CO в районе станции ИФА РАН в данный период года. Вклад биогенного источника CO связанного с фотохимическим окислением формальдегида, изопрена и других ЛОС на фоне автотранспорта оказывается ожидаемо малым ввиду удаленности станции от крупных лесных массивов. Несколько более низкие корреляции CO с бензолом наблюдаются зимой ($R = 0.70$ – 0.79), что может быть объяснено влиянием выбросов теплоэнергетического сектора в связи с дополни-

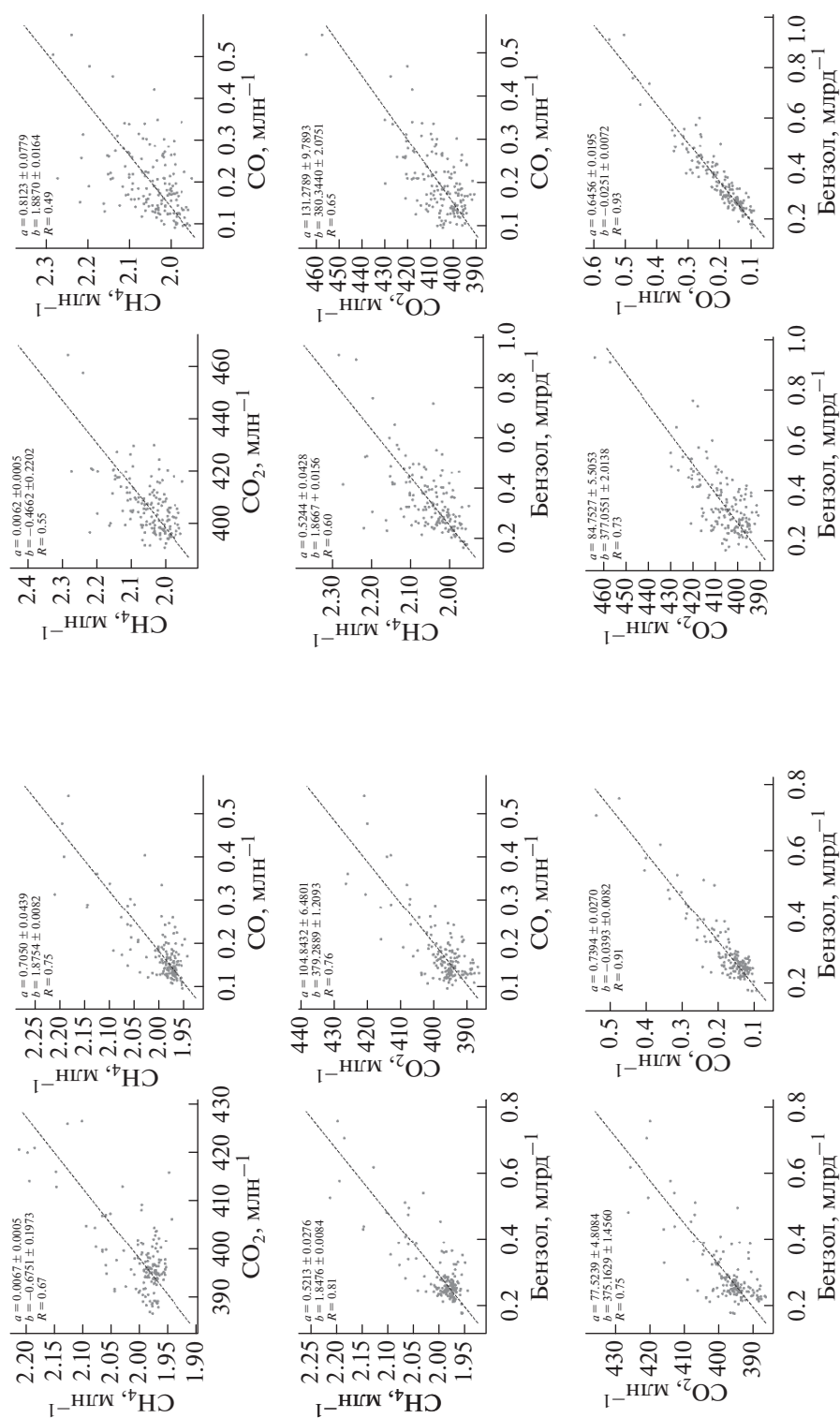


Рис. 10. Ортогональные регрессии часовых дневных (слева) (09–21 ч) и ночных (21–09 ч) значений летом 2019–2020 гг.

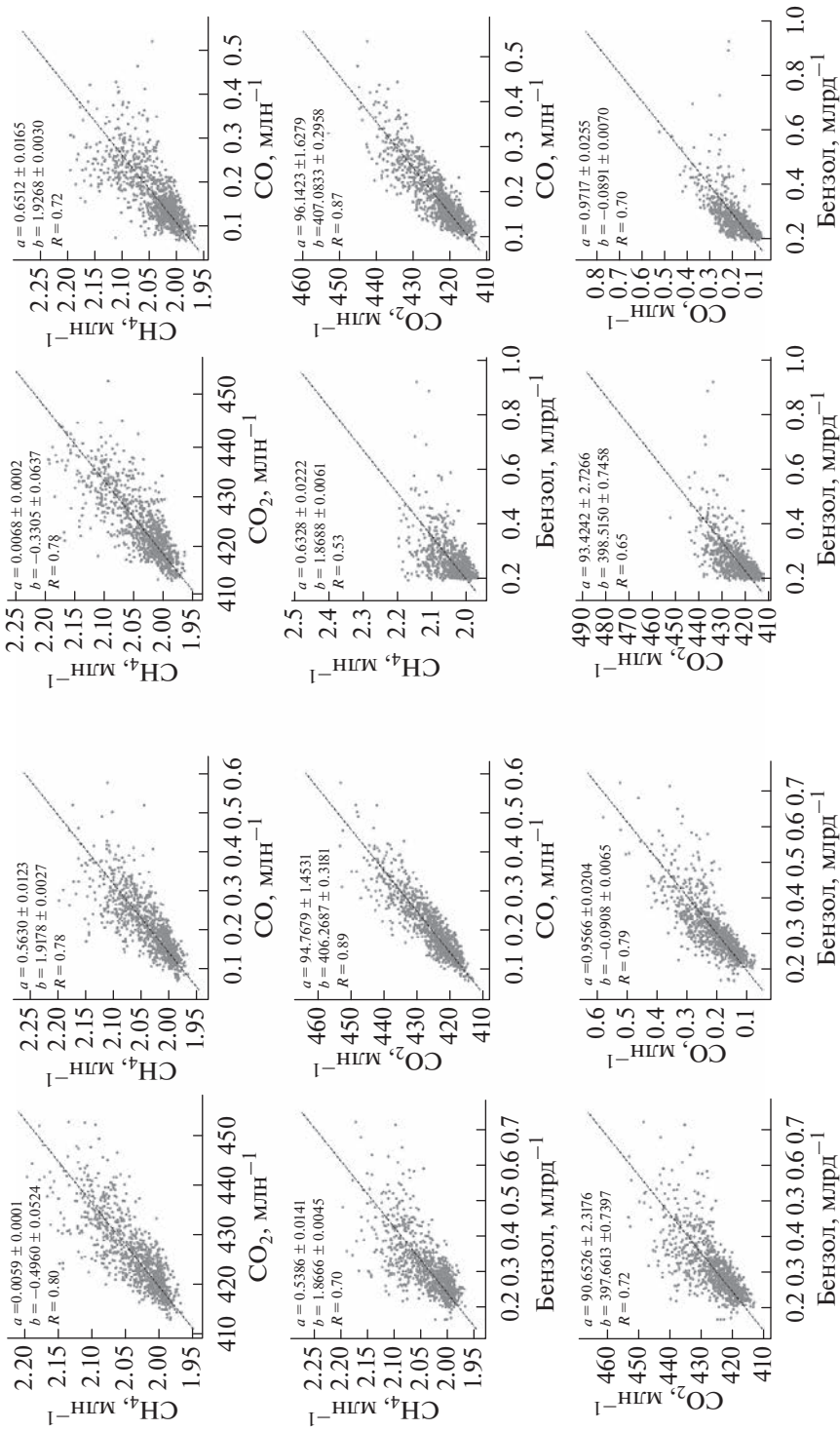


Рис. 11. Аналогично рис. 10, но для зимы 2019–2020 гг.

Таблица 2. Рассчитанные средние сезонные концентрации (CH₄, CO, CO₂) и эмиссионные отношения (ЭО) ±σ по наблюдениям в г. Москве в 2018–2020 гг. Жирным шрифтом выделены ночные значения (21:00–09:00), подчерк – ЭО при $R < 0.5$, * – ЭО при $R > 0.8$ (R – коэффициент корреляции)

Сезон	[CH ₄], млн ⁻¹	[CO], млн ⁻¹	[CO ₂], млн ⁻¹	CH ₄ /В (млн ⁻¹ / млрд ⁻¹)	CO/В (млн ⁻¹ / млрд ⁻¹)	CO ₂ /В (млн ⁻¹ / млрд ⁻¹)	CH ₄ /CO (млн ⁻¹ / млн ⁻¹)	CH ₄ /CO ₂ (млн ⁻¹ /млн ⁻¹)	CO ₂ /CO (млн ⁻¹ / млн ⁻¹)
Зима	2033 ± 43	206 ± 76	425 ± 07	0.54 ± 0.01	0.95 ± 0.02	90.6 ± 2.3	0.56 ± 0.01	0.006 ± 0.0001*	94.8 ± 1.5
				–	0.97 ± 0.03	93.4 ± 2.8	0.65 ± 0.02	0.007 ± 0.0002	96.1 ± 1.6*
Весна	2038 ± 53	199 ± 83	426 ± 07	0.54 ± 0.03*	0.86 ± 0.04*	76.7 ± 3.6	0.63 ± 0.03	0.007 ± 0.0004	89.0 ± 3.7*
				–	1.11 ± 0.06	89.9 ± 5.2	0.63 ± 0.05	0.008 ± 0.0005	81.2 ± 3.7*
Лето	1992 ± 39	163 ± 56	402 ± 10	0.52 ± 0.03*	0.74 ± 0.03*	77.5 ± 4.8	0.71 ± 0.04	0.007 ± 0.001	104.8 ± 6.5
				0.52 ± 0.04	0.65 ± 0.02*	84.8 ± 5.5	–	0.006 ± 0.001	131.3 ± 9.8
Осень	2013 ± 26	167 ± 54	427 ± 13	–	0.77 ± 0.03	83.1 ± 3.6	0.62 ± 0.02*	0.006 ± 0.0001*	107.9 ± 1.9*
				–	0.76 ± 0.03	–	0.75 ± 0.02	0.006 ± 0.002*	118.3 ± 2.5*

тельным использованием жидкого топлива при аномально низких температурах воздуха в г. Москве в зимний период [Еланский, 2022].

Высокая корреляция между CO₂ и CO в зимние месяцы (рис. 11) также указывает на теплоэнергетический сектор ($R_{\text{CO}_2/\text{CO}} = 0.87–0.89$), как основной источник CO₂, по сравнению с автотранспортом ($R_{\text{CO}_2/\text{бензол}} = 0.70–0.72$). Летом корреляция CO₂ с CO несколько выше, чем с бензолом ($R_{\text{CO}_2/\text{CO}} = 0.73–0.75$, $R_{\text{CO}_2/\text{бензол}} = 0.65–0.76$), что может быть связано с дополнительным источником CO₂ в виде биогенных эмиссий (дыхание растений и фотохимическое образование из изопрена).

Высокая корреляция установлена также для CH₄ с бензолом и CO ($R_{\text{CH}_4/\text{бензол}} = 0.81$, $R_{\text{CH}_4/\text{CO}} = 0.75$) летом в дневное время, что указывает на статистически значимый (хотя и малый по абсолютной величине) вклад выхлопов автотранспорта в городское содержание метана. Ночью разброс точек довольно велик и корреляция CH₄ со всеми соединениями, характеризующими сжигание ископаемого топлива, падает ($R_{\text{CO}_2/\text{бензол}} = 0.49–0.60$), что вероятно связано с влиянием локальных и удаленных микробных источников метана (коммунальные стоки, свалки, станции аэрации, Москва-река). По сравнению с летними месяцами, зимой имеют место высокие корреляции CH₄ с CO₂ и CO ($R_{\text{CH}_4/\text{CO}_2} = 0.78–0.80$, $R_{\text{CH}_4/\text{CO}} = 0.72–0.78$) и более низкие – с бензолом ($R_{\text{CH}_4/\text{бензол}} = 0.53–0.70$), что может быть связано с выбросами от теплоэнергетических предприятий, работающих преимущественно на природном газе и сжиганием большей доли природного газа в жилом секторе. Совокупный вклад обоих типов источников увеличивает долю выбросов CH₄ в городском воздухе.

Следует отметить, что корреляции между исследуемыми примесями оказываются в целом выше в дневные часы, по сравнению с ночными. Особенно это характерно для зависимости CH₄ – бензол, что может быть обусловлено суточным ростом эмиссий от автотранспорта.

Используя бензол, СО, либо CO₂ в качестве соединений – маркеров городского воздуха, мы рассчитали ЭО между концентрациями измеренных примесей (табл. 2) для разных сезонов 2019–2020 гг., дневных (09–21) и ночных (21–09) часов, на основе линейной подгонки с использованием метода ортогональных регрессий (рис. 10 и 11). Расчет величин ЭО проводился по формуле:

$$\text{ЭО}_{y/x} = \Delta Y / \Delta X, \quad (1)$$

где X – относительно маркирующая примесь с преобладающими эмиссиями от источников известного вида. Полученные ЭО (табл. 2), как правило, выше в ночные часы, что может быть связано с приподнятыми инверсиями в ночное время в районе станции измерений и спецификой локальных источников, не отражающих суммарный эффект от всех городских эмиссий распределенных по достаточно большой территории.

Приведенные в таблице отношения CH₄/В, CO₂/В и CO/В, где В – бензол, определяют ЭО от автотранспорта. CH₄/В и CO/В максимальны в холодное время и минимальны летом, вследствие повышенной автотранспортной загруженности дорог в холодное время года (данные Яндекс <https://yandex.ru/company/researches/2017/>) и соответствующего сезонного максимума эмиссий от автотранспорта. Схожие сезонные вариации характерны и для величины CO₂/В. В холодный период года, отношение CO₂/CO в целом характеризует от вклад автотранспорта и теплоэнергетического сектора в рост концентрации CO₂ в приземном воздухе. Дополнительный источник CO₂,

связанный с дыханием растений и окислением ЛОС, обуславливает летний максимум CO_2/CO в его годовом ходе.

Отношения CH_4/CO и CH_4/CO_2 в холодный период года характеризуют эмиссии CH_4 от источников сжигания ископаемого топлива, на что указывают высокие коэффициенты корреляций ($R > 0.8$) в эти месяцы. Весной и летом, отношения CH_4/CO и CH_4/CO_2 определяются преимущественно выхлопами автотранспорта, что следует из установленных высоких корреляций CO , CH_4 и CO_2 с бензолом. Тем не менее, судя по максимальным значениям CH_4/CO и CH_4/CO_2 в теплое время года, к эмиссиям метана от автотранспорта мог добавиться другой источник CO_2 , к примеру, удаленный перенос воздуха от болот и лесных пожаров. В целом, рассчитанные ЭО отражают преобладающий вклад автотранспорта и теплоэнергетического сектора в рост концентраций приземных газов в г. Москве и хорошо согласуются с эмиссионными отношениями, представленными в литературе [Ammoura et al., 2014; Wennberg et al., 2012; Wong et al., 2015] для городского воздуха и измерений на автомагистралях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты анализа межгодовых, сезонных и суточных вариаций содержания CH_4 , CO_2 , CO , бензола и $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ в приземном воздухе г. Москвы по измерениям на станции ИФА им. А.М. Обухова РАН в 2018–2020 гг. позволяют заключить, что основными факторами сезонного роста атмосферного содержания CH_4 и CO_2 в холодные месяцы являются использование природного газа и ископаемого топлива в теплоэнергетическом секторе, а также автотранспортная нагрузка, достигающая максимума в этот период года. Наибольший вклад локальных и удаленных микробных источников в содержание CH_4 наблюдался в летние месяцы 2018–2020 гг. и в аномально теплый зимний период 2020 г., на что указывают низкие значения $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ ($< -50\%$).

В суточных вариациях CH_4 , CO_2 и CO в летние месяцы отмечается небольшой рост концентраций в ночное время с 20:00 до 05:00–07:00, что связано с накоплением примесей в инверсионном слое в условиях низкого вертикального турбулентного обмена с более высокими слоями воздуха. Зимой значительных суточных вариаций исследуемых примесей не отмечено. Для атмосферы над городом в этот период года характерными являются условия круглосуточных приподнятых инверсий с нижней границей на высотах от 100 до 300 м. Поэтому суточный ход исследуемых газов зимой не выражен, отмечается лишь небольшой рост в приземном содержании CO_2 и CO

в утренние и дневные часы из-за выхлопов автотранспорта.

Частотные распределения измеренных концентраций указывают на сравнительно большую долю высоких концентраций CH_4 , CO_2 и CO (> 2.2 , 430 и 0.2 млн^{-1} , соответственно) и преобладание значений $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4 > -50\%$, что обусловлено зимними источниками использования природного газа и ископаемого топлива. Летом доля низких значений $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ ($< -50\%$) выше, чем зимой ($\sim 60\%$), что указывает на заметный вклад локальных и удаленных микробных источников в измеренное содержание CH_4 .

Установлено преобладание восточного направления переноса CH_4 и CO_2 к станции ИФА РАН в летний период измерений и западного — в зимний, а для CO — западного как зимой, так и летом. Наиболее высокие концентрации всех исследуемых примесей ($> 2.2 \text{ млн}^{-1}$ CH_4 $> 480 \text{ млн}^{-1}$ CO_2 и $> 0.3 \text{ млн}^{-1}$ CO) приходится на восточное направление переноса воздуха, где расположены источники в виде полигонов ТБО, станций аэрации, и реки Москвы.

Летом основным источником CO и CH_4 в Москве является автотранспорт, а зимой, также, как и для CO_2 , автотранспорт и теплоэнергетический сектор. Помимо сжигания ископаемого топлива, в приземное содержание CO_2 в теплое время года могут вносить вклад биогенные эмиссии (дыхание растений, фотохимическое окисление изопрена), однако на фоне автотранспорта он оказывается ожидаемо малым ввиду удаленности станции измерений от крупных лесных массивов. На протяжении всего года значимое влияние на изменение приземной концентрации CH_4 оказывают локальные (коммунальные стоки) и удаленные (полигоны ТБО, станции аэрации, Москва-река) микробные источники.

Рассчитанные отношения CH_4/B , CO_2/B и CO/B (где B — бензол) отражают эмиссии от автотранспорта. Отношения CH_4/B и CO/B максимальны в холодное время (0.54 и 0.76 – $1.11 \text{ млн}^{-1}/\text{млрд}^{-1}$, соответственно) и минимальны летом (0.52 и 0.65 – $0.74 \text{ млн}^{-1}/\text{млрд}^{-1}$, соответственно), вследствие повышенной автотранспортной загруженности дорог в холодное время года и соответствующего сезонного максимума выбросов от автотранспорта. Схожие сезонные вариации характерны и для величины CO_2/B . В холодный период года отношение CO_2/CO (81.20 – $118.25 \text{ млн}^{-1}/\text{млн}^{-1}$) в целом может быть связано с эмиссиями CO_2 от автотранспорта и теплоэнергетического сектора. Дополнительный источник CO_2 , связанный с дыханием растений и окислением ЛОС, обуславливает летний максимум CO_2/CO (104.8 – $131.3 \text{ млн}^{-1}/\text{млн}^{-1}$) в его годовом ходе.

Отношения CH₄/CO (0.56–0.75 млн⁻¹/млн⁻¹) и CH₄/CO₂ (0.006–0.007 млн⁻¹/млн⁻¹) в холодный период года характеризуют эмиссии CH₄ от источников сжигания ископаемого топлива, на что указывают высокие коэффициенты корреляций ($R > 0.8$) в эти месяцы. Весной и летом, отношения CH₄/CO (0.63–0.71 млн⁻¹/млн⁻¹) и CH₄/CO₂ (0.006–0.008 млн⁻¹/млн⁻¹) определяются преимущественно выхлопами автотранспорта, что следует из установленных высоких корреляций CO, CH₄ и CO₂ с бензолом. Тем не менее, судя по максимальным значениям CH₄/CO и CH₄/CO₂ в теплое время года, в выбросы метана от автотранспорта может вносить вклад другой источник, связанный с удаленными эмиссиями CO₂, к примеру, от болот и лесных пожаров.

В целом, рассчитанные ЭО отражают преобладающий вклад автотранспорта и теплоэнергетического сектора в рост концентраций приземных газов в г. Москве и хорошо согласуются с эмиссионными отношениями, представленными в литературе для городского воздуха.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-17-00021 (анализ данных измерений состава атмосферы) и № 20-17-00200 (определение и уточнение источников атмосферного метана). Авторы благодарят сотрудников ГПБУ “Мосэкомониторинг” за предоставление данных CH₄ и CO для сравнения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 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. С. 92–108.
<https://doi.org/10.31857/s0002351522010023>
- Кадыгров Е.Н. Микроволновая радиометрия атмосферного пограничного слоя-метод, аппаратура, результаты измерений // Оптика атмосферы и океана. 2009. Т. 22. № 7. С. 697–704.
- Ammoura L., Xueref-Remy I., Gros V., Baudic A., Bonsang B., Petit J.-E., Perrussel O., Bonnaire N., Sciare J., Chevallier F. Atmospheric measurements of ratios between CO₂ and co-emitted species from traffic: a tunnel study in the Paris megacity // Atmos. Chem. Phys. 2014. V. 14. P. 12871–12882.
<https://doi.org/10.5194/acp-14-12871-2014>
- Bakkaloglu S., Lowry D., Fisher R.E., Menoud M., Lanoisell'e M., Chen T., Rockmann, T., Nisbet E.G.A. Stable isotopic signatures of methane from waste sources through atmospheric measurements // Atmos. Environ. 2022. Article 119021.
- Berezina E., Moiseenko K., Skorokhod A., Pankratova N.V., Belikov I., Belousov V., Elansky N.F. Impact of VOCs and NOx on Ozone Formation in Moscow // Atmosphere. 2020. V. 11. P. 1262.
<https://doi.org/10.3390/atmos11111262>
- Berezina E., Moiseenko K., Vasileva A., Pankratova N., Skorokhod A., Belikov I., Belousov V. Emission Ratios and Source Identification of VOCs in Moscow in 2019–2020 // Atmosphere. 2022. V. 13. P. 257.
<https://doi.org/10.3390/atmos13020257>
- Berezina E., Vasileva A.; Moiseenko K.; Pankratova N.; Skorokhod A., Belikov I.; Belousov V. Atmospheric CH₄ and Its Isotopic Composition (δ¹³C) in Urban Environment in the Example of Moscow, Russia. Atmosphere. 2023. V. 14. P. 830.
<https://doi.org/10.3390/atmos14050830>
- Canadel J.G., Ciais P., Dhakal S., Dolman H., Friedlingstein P., Gurney K.R., Held A., Jackson R.B., Le Quére C., Malone E.L., Ojima D.S., Patwardhan A., Peters G.P., Raupach M.R. Interactions of the carbon cycle, human activity, and the climate system: a research portfolio // Curr. Opin. Environ. Sustain. 2010. V. 2. P. 301–311.
<https://doi.org/10.1016/j.cosust.2010.08.003>
- Derwent R.G., Parrish D.D., Simmonds P.G., O'Doherty S.J., Spain T.G. Seasonal cycles in baseline mixing ratios of a large number of trace gases at the Mace Head, Ireland atmospheric research station // Atmos. Env. 2020. V. 233. 117531.
- Dlugokencky E.J., Myers R.C., Lang P.M., Masarie K.A., Crotwell A.M., Thoning K.W., Hall B.D., Elkins J.W., Steele L.P. Conversion of NOAA atmospheric dry air CH₄ mole fractions to a gravimetrically prepared standard scale // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. D18306.
<https://doi.org/10.1029/2005JD006035>
- Fishe, R., Lowry D., Wilkin O., Sriskantharaja S., Nisbet E.G. High-precision, automated stable isotope analysis of atmospheric methane and carbon dioxide using continuous flow isotope-ratio mass spectrometry // Rapid Communications in Mass Spectrometry. 2006. V. 20. P. 200–208.
- GAW WMO. Impacts of megacities on air pollution and climate // Rep. № 205. 2012. P. 298.
- Ilyin G.N., Troitsky A.V. Determining the Tropospheric Delay of a Radio Signal by the Radiometric Method // Radiophysics and Quantum Electronics. 2017. V. 60. № 4. P. 291–299.
- Kelvin H.B., Jacob D.J. A new model mechanism for atmospheric oxidation of isoprene: global effects on oxidants, nitrogen oxides, organic products, and secondary organic aerosol // Atmos. Chem. Phys. 2019. V. 19. P. 9613–9640.
<https://doi.org/10.5194/acp-19-9613-2019>
- Levin I., Glatzel-Mattheier H., Marik T., Cuntz M., Schmidt M., Worthy D.E.J. Verification of German methane emission inventories and their recent changes based on atmospheric observations // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 3447–3456.
- Lopez M., Sherwood O.A., Dlugokencky E.J., Kessler R., Giroux L. et al. Isotopic signatures of anthropogenic CH₄ sources in Alberta, Canada // Atmospheric Environment. 2017. V. 164. P. 280–288. ff
<https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2017.06.021>
- Pankratova N., Skorokhod A., Belikov I., Belousov V., Muravya V., Flint M. Ship-Borne Observations of Atmospheric CH₄ and δ¹³C Isotope Signature in Methane

- over Arctic Seas in Summer and Autumn 2021 // *Atmosphere*. 2022. V. 13. P. 390–458.
<https://doi.org/10.3390/atmos13030458>
- Pankratova N., Skorokhod A., Belikov I., Elansky N., Rakitin V., Shtabkin Y., Berezina E. Evidence of atmospheric response to methane emissions from the east Siberian arctic shelf. // *Geogr. Environ. Sustain.* 2018. V. 11. P. 85–92.
<https://doi.org/10.24057/2071-9388-2018-11-1-85-92>
- Townsend-Small A., Tyler S.C., Pataki D.E., Xu X., Christensen L.E. Isotopic measurements of atmospheric methane in Los Angeles, California, USA: influence of “fugitive” fossil fuel emissions // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2012. V. 117(D7). P. D07308.
<https://doi.org/10.1029/2011JD016826>
- Varga T., Fisher R.E., France J.L., Haszpra L., Jull A.J.T., Lowry D. et al. Identification of potential methane source regions in Europe using $\delta^{13}\text{CCH}_4$ measurements and trajectory modeling // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2021. V. 126. e2020JD033963.
<https://doi.org/10.1029/2020JD033963>
- Wennberg P.O., Mui W., Wunch D., Kort E.A., Blake D.R., Atlas E.L., Santoni G.W., Wofsy S.C., Diskin G.S., Joeng S., Fischer M.L. On the sources of methane to the Los Angeles atmosphere // *Environ. Sci. Technol.* 2012. V. 46. P. 9282–9289.
<https://doi.org/10.1021/es301138y>
- Wong K.W., Fu D., Pongetti T.J., Newman S., Kort E.A., Duren R., Hsu Y.-K., Miller C.E., Yung Y.L., Sander S.P. Mapping CH_4 : CO_2 ratios in Los Angeles with CLARS-FTS from Mount Wilson // *California, Atmos. Chem. Phys.* 2015. V. 15. P. 241–252.
<https://doi.org/10.5194/acp-15-241-2015>
- Xueref-Remy I., Zazzeri G., Bréon F.M., Vogel F., Ciais P., Lowry D., Nisbet E.G. Anthropogenic methane plume detection from point sources in the Paris megacity area and characterization of their $\delta^{13}\text{C}$ signature // *Atmos. Environ.* 2020. V. 222. 117055.
<https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2019.117055>
- Zazzeri G., Lowry D., Fisher R.E., France J.L., Lanoisellé M., Grimmond C.S.B., Nisbet E.G. Evaluating methane inventories by isotopic analysis in the London region // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. 4854.
<https://doi.org/10.1038/s41598-017-04802-6>

Near-Surface Air Content of CH_4 , CO_2 , CO and $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ in Moscow According to *In Situ* Observations

E. V. Berezina^{1, *}, A. V. Vasileva¹, K. B. Moiseenko¹, N. V. Pankratova¹, A. I. Skorokhod^{1, 2},
I. B. Belikov¹, V. A. Belousov¹, and A. Y. Artamonov¹

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

²University of Vienna, Josef-Holaubek-Platz, 2, Vienna, 1090 Austria

*e-mail: e_berezina_83@mail.ru

Near-surface observations of air mixing ratios of CH_4 , CO_2 , CO , benzene, and $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ at the IAP-RAS site in Moscow for years 2018–2020 are analyzed to describe typical interannual, seasonal, and diurnal variations. The highest mixing ratios of CH_4 , CO_2 , and CO (above 2.2, 430, and 0.2 ppmv, respectively) are mostly observed in winter as a result of the seasonal maxima in the emissions of these gases from motor transport and energy sectors and the slow removal of the emissions from the near-surface air due to suppressed turbulent vertical mixing in the cold season. The highest impact of local and distant microbial emissions on the CH_4 mixing ratios is observed in summer, as follows from the low $\delta^{13}\text{C}-\text{CH}_4$ values from -50 to -60‰ . The highest increase in the mixing ratios of all the measured species is associated with air transport from the industrial area located at the east – southeast from the site. The estimated emission ratios $\text{CH}_4/\text{benzene} = 0.52\text{--}0.54$ ppmv/ppbv, $\text{CH}_4/\text{CO} = 0.56\text{--}0.75$ ppmv/ppmv, $\text{CO}_2/\text{benzene} = 77\text{--}93$ ppmv/ppbv, $\text{CO}_2/\text{CO} = 81\text{--}131$ ppmv/ppmv, $\text{CO}/\text{benzene} = 0.65\text{--}1.11$ ppmv/ppbv show the prevailing contribution of emissions from motor transport and energy sectors to the content of trace gases in the near-surface air in Moscow and are consistent with other similar estimates published on the basis of observations in large cities.

Keywords: trace gases, megacity, isotopic signature, urban pollution, emission ratios

УДК 551.501.816:551.510.42

ВАРИАЦИИ СОДЕРЖАНИЯ СТРАТОСФЕРНОГО ОЗОНА НАД г. ОБНИНСК ПО ДАННЫМ ЛИДАРНЫХ И СПУТНИКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

© 2023 г. В. А. Коршунов*

Федеральное государственное бюджетное учреждение “Научно-производственное объединение “Тайфун”,
ул. Победы, д. 4, Калужской обл., Обнинск, 249038 Россия

*e-mail: korshunov@rpatyphoon.ru

Поступила в редакцию 14.02.2023 г.

После доработки 11.05.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

Представлен анализ вариаций интегрального по высоте содержания стратосферного озона в слоях 13–18, 18–23 и 23–30 км по данным лидарных и спутниковых измерений в 2014–2022 гг. над г. Обнинск (55.1° с.ш., 36.6° в.д.). Проведено моделирование межгодовых вариаций озона для отдельных кварталов года методом множественной линейной регрессии. В качестве факторов влияния рассматривались квазидвухлетние колебания экваториального ветра (КДК), Арктическая осцилляция (АО), Эль-Ниньо-Южное колебание (ЭНЮК), солнечная активность (СА), вулканический аэрозоль (ВА) и полярные стратосферные облака (ПСО). Наблюдалось увеличение содержания озона в восточной фазе КДК в интервале высот 18–30 км (I–II кв.) и в западной фазе КДК в интервале 13–23 км (IV кв.). В отдельных слоях обнаружены значимые влияния АО (II–III кв.), СА (I–II кв.) и ВА (III–IV кв.). Влияние ПСО в течение года проявляется сначала во II квартале в слое 13–18 км, а затем в IV квартале в слое 13–23 км. Рассмотрены возможные физические механизмы, лежащие в основе наблюдаемых корреляционных связей.

Ключевые слова: стратосферный озон, лидарные измерения озона, вариации озона, метод множественной линейной регрессии

DOI: 10.31857/S0002351523050073, **EDN:** ZAMAIL

ВВЕДЕНИЕ

Стратосферный озон является защитным слоем, предохраняющим биосферу Земли от воздействия ультрафиолетового излучения. В значительной мере он определяет термический режим стратосферы и тем самым является важным фактором, влияющим на фотохимические процессы и динамику атмосферы. Поэтому мониторинг стратосферного озона, его вариации и тренды привлекают пристальное внимание исследователей. Анализ вариаций содержания озона в различных высотных слоях представляет интерес с точки зрения выявления физических механизмов и факторов, определяющих содержание озона. В свою очередь, знание факторов влияния необходимо для построения химико-климатических моделей и прогнозирования возможного изменения содержания озона в результате изменения этих факторов в ходе глобального потепления.

В настоящее время основное внимание уделяется спутниковым методам наблюдения за озоновым слоем, поскольку они дают глобальную кар-

тину распределения и изменения озона. Тем не менее, наземные дистанционные и контактные баллонные измерения остаются важной составляющей системы мониторинга озонового слоя. К их числу относятся лидарные измерения методом дифференциального поглощения. Важным потенциальным преимуществом лидарных измерений является высокое пространственное разрешение и значительно меньший по сравнению со спутниковыми методами объем используемой априорной информации. Определенным недостатком является зависимость от погодных условий, поскольку измерения могут проводиться только в ночное время и в отсутствии облачности. В данной работе представлены результаты лидарных измерений стратосферного озона над г. Обнинск (55.1° с.ш., 36.6° в.д.) с 2014 по 2022 гг., дополненные в необходимых случаях спутниковыми данными MLS Aura. Это особенно важно для зимнего сезона, когда выполнение лидарных измерений часто ограничено погодными условиями. Целью работы является статистический анализ вариаций содержания озона в отдельных страто-

Таблица 1. Результаты сопоставления лидарных и спутниковых измерений

	Положение слоя, км	Весна	Лето	Осень
Относительная величина разницы $\langle \delta \rangle / C$, %	13–18	3.0	1.8	0.9
	18–23	1.6	–0.1	–0.5
	23–30	2.7	1.4	3.0

сферных слоях над точкой наблюдения г. Обнинск, представляющей центральную часть ЕТР.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Измерения проводились в диапазоне высот от 12 до 35 км с помощью лидара АК-3 методом дифференциального поглощения на длинах волн 308 и 355 нм [Иванов и др., 2020]. Всего за рассматриваемый период выполнено 686 лидарных измерений. Пробелы в лидарных измерениях заполнены спутниковыми данными. Для этой цели использованы оперативные данные измерений прибором MLS, установленным на спутнике Aura (NASA) [Aura MLS]. Среди всех измерений MLS Aura выбирались измерения, которые удовлетворяли определенным пространственно-временным условиям: а) расстояние не более 500 км от места расположения лидара; б) время ± 17 ч от времени измерения лидара. В отдельные дни спутниковые измерения, соответствующие этим условиям, отсутствовали. В результате было добавлено 2371 спутниковое измерение. Спутниковые данные пересчитывались к геометрической системе координат с помощью аэрологических измерений, полученных с ближайшего к Обнинску пункта радиозондирования.

Для проверки сопоставимости результатов лидарных и спутниковых измерений проведено их сравнение по тем датам, когда одновременно имелись и те и другие данные. Для сравнения взяты среднесезонные значения средней концентрации озона в слоях 13–18, 18–23 и 23–30 км с 2014 по 2022 гг. Рассчитывалась средняя разница лидарных и спутниковых данных $\langle \delta \rangle$, и ее относительная величина $\delta / \langle C \rangle$, где C – средняя многолетняя концентрация озона в данном слое для данного сезона. Результаты сопоставления для весны, лета и осени представлены в табл. 1. Зимний сезон не рассматривался, поскольку для него статистика лидарных измерений в отдельные годы могла быть недостаточной, к тому же в это время года наблюдается большая пространственно-временная изменчивость концентрации озона.

Из табл. 1 видно, что смещение лидарных данных относительно спутниковых в большинстве случаев не превышает 1.6%. Полученные оценки разницы измерений двумя методами включают как погрешности измерений обоих методов, так и

влияние различий в пространственно-временной области измерений. На основании данных, приведенных в табл. 1, можно оценить погрешности объединенного ряда лидарных и спутниковых измерений. Для целей контроля результатов статистического моделирования можно принять ориентировочный уровень погрешности около 2%.

В качестве исходных данных для моделирования взято интегральное по высоте слоя содержание озона (ИСО) для выбранных трех высотных слоев: 13–18, 18–23 и 23–30 км. Интервал высот от тропопаузы до 23 км нередко рассматривается в целом как нижняя стратосфера. В данной работе он разбит на два подслоя. В соответствии с данными [Eriksson, Chen, 2002; Коршунов, Зубачев, 2018] в слое 13–18 км основным источником озона в зимне-весеннее время является адвекция из приполярных областей, а на высотах 18–23 км озон поступает преимущественно из тропической области.

В широтной зоне Обнинска наибольшие вариации концентрации озона связаны с его сезонным ходом. Сезонные вариации ИСО в отдельных слоях стратосферы по данным измерений с 2014 по 2021 гг. над г. Обнинск показаны на рис. 1. Отметим разницу в сезонном ходе в нижней и средней стратосфере. Если в слоях 13–18 и 18–23 км максимум ИСО наблюдается в зимне-весеннее время, то на высотах 23–30 км – в летний период. Максимальная амплитуда сезонного хода наблюдается в слое 13–18 км. Отличия сезонного хода в слоях 13–18 и 18–23 км заключаются в более продолжительном по времени минимуме в слое 13–18 км и наличии в этом слое двойного максимума в зимне-весенний период. Максимальная концентрация озона в зимнее время наблюдается в слое 18–23 км.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ ОЗОНА

С целью исключения сезонных вариаций ИСО рассматривались межгодовые вариации ИСО для отдельных кварталов года $y_j = Y_j - \langle Y_j \rangle$, где j – номер года ($j = 1, \dots, 9$), Y_j – временной ряд ИСО, $\langle Y_j \rangle$ – средняя величина ИСО. Величины y_j (далее вариации озона) связаны с известными атмосферными явлениями, определяющими динамические и микрофизические процессы в атмосфере [Звягинцев и др., 2015]. Для выявления статистиче-

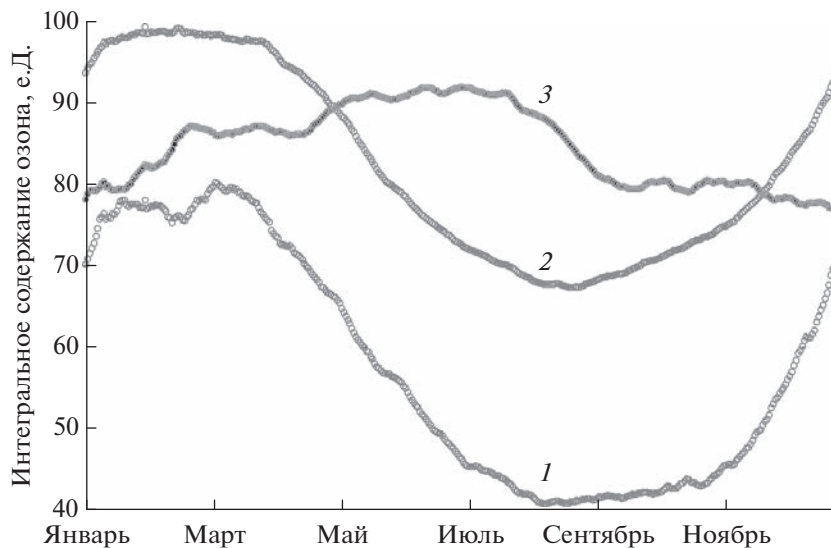


Рис. 1. Сезонный ход ИСО для слоев 13–18 (1), 18–23 (2) и 23–30 км (3) над г. Обнинск.

ских связей наблюдаемых вариаций озона с физическими параметрами-предикторами, описывающими эти процессы, использовался метод множественной линейной регрессии.

Уравнение регрессии в матричной записи имеет вид

$$y_j = \sum x_i P_{ji} + \varepsilon_j, \quad (1)$$

где x_i — искомые коэффициенты связи для предиктора i , P_{ji} — среднеквартальные величины вариаций (отклонений от средних за весь период с 2014–2022 гг. значений) предиктора i ($i = 1, \dots, N_i$) для года j , ε_j — невязки.

Уравнение (1) решалось относительно коэффициентов x_i методом наименьших квадратов. Для оценки СКО коэффициентов x_i использовалась ковариационная матрица решения $D(x) = (P^T P)^{-1} \sigma^2$, где σ^2 — дисперсия y_j . Величина σ^2 оценивалась по невязкам [Худсон, 1967].

В качестве предикторов взяты часто используемые при статистическом моделировании вариаций озона параметры: мульти-параметрический индекс Эль-Ниньо/Южного колебания (ЭНЮК) [MEI. V2], скорость среднезонального ветра на экваторе на уровне 30 мбар [QVO data], представляющая квазидвухлетние колебания (КДК) экваториального ветра, индекс Арктической осцилляции (АО) [Arctic oscillation], среднемесячные значения потока солнечной энергии на длине волны 10.7 см, как мера солнечной активности (СА) [Solar radio flux]. Кроме того, учитывалось влияние полярных стратосферных облаков (ПСО) и вулканического аэрозоля (ВА).

Влияние ПСО на озон, как известно, связано с количеством и временем существования ПСО

[Никифорова и др., 2017; Иванова и др., 2018; Цветкова и др., 2021]. Соответственно, в качестве предиктора для ПСО взят интеграл от площади ПСО по времени в течение зимнего сезона для данного года. Расчет указанных величин проведен с использованием данных [Ozone hole size]. Полученные значения интегралов в относительных единицах с 2014 по 2022 гг. составили 1.15, 0.14, 2.10, 0.27, 1.10, 0.048, 2.08, 0.33, 1.77. Максимальные величины интегралов относятся к 2016, 2020 и 2022 гг.

Для анализа вклада вулканического аэрозоля (ВА) в вариации озона в данной работе принята упрощенная модель, в которой предполагается, что воздействие аэрозоля на озон пропорционально величине выбросов (эмиссий) серы в стратосферу при вулканических извержениях взрывного типа. При этом вводится определенная временная задержка и некоторое текущее временное усреднение, учитывающие процессы переноса аэрозоля от источников до точки наблюдения. Выбор параметров задержки и усреднения проводился на основе эмпирических данных по известным наблюдениям вулканического аэрозоля.

При задании эмиссий за основу взята таблица среднемесячных значений выбросов серы в стратосферу для отдельных вулканов [Schallock et al., 2021]. За немногими исключениями извержения, представленные в [Schallock et al., 2021], имели место в тропическом поясе (23° ю.ш., 23° с.ш.). Эмиссии всех вулканов за месяц суммировались. Таблица эмиссий в [Schallock et al., 2021] кончается августом 2019 г. Поэтому были добавлены данные каталога NASA [SO₂ emissions] по 2021 г. Для однородности общего ряда в данные [SO₂ emis-

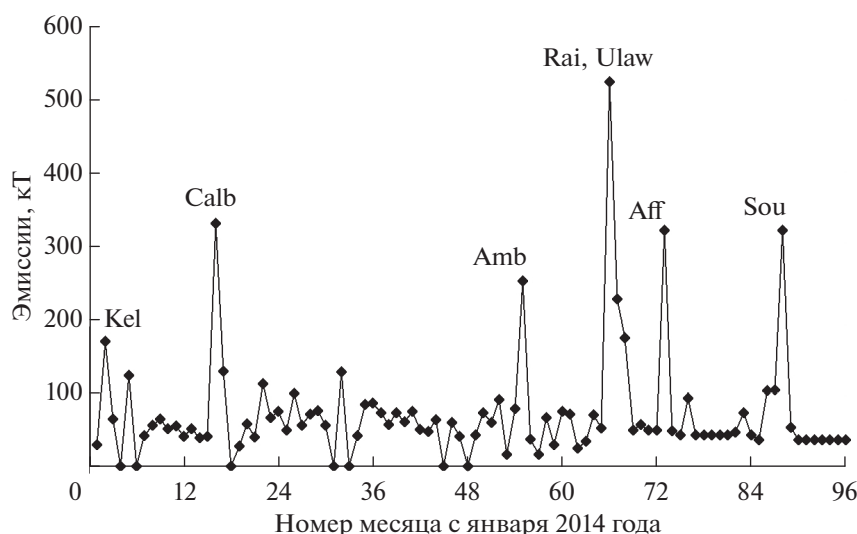


Рис. 2. Временной ход среднемесячных эмиссий серы в стратосферу.

sions] вводился корректирующий коэффициент, который был определен на основе анализа перекрывающихся по времени данных двух рядов. В дополнение к аэрозолю вулканических извержений были учтены эмиссии Австралийских лесных пожаров в январе 2020 г. [Khaykin et al., 2020], сравнимые по величине выброса серы в стратосферу с крупным вулканическим извержением. В первой половине 2020 г. аэрозоль Австралийских лесных пожаров наблюдался в экваториальной области на высотах от 18 до 30 км. Временной ряд данных по всем эмиссиям представлен на рис. 2. Отдельные пики соответствуют вулканам Kelud (8° ю.ш., 112° в.д.), Calbuco (41° ю.ш., 73° з.д.), Ambae (15° ю.ш., 168° в.д.), Raikoke (48° с.ш., 153° в.д.), Ulawun (5° ю.ш., 151° в.д.), Soufriere (17° с.ш., 1° в.д.) и Австралийским природным пожарам (Aff). Поскольку данные для 2022 г. отсутствовали, для 2022 г. приняты средние значения за предыдущие годы.

При формировании функции-предиктора все извержения и соответствующие эмиссии были разбиты на две группы. В первую входили малые и средние извержения тропического пояса, во вторую — более крупные извержения. Характерное время появления аэрозоля в средних широтах после извержения вулканов тропического пояса составляет 4–6 месяцев [Brühl et al., 2015]. Соответственно, для малых и средних извержений был принят временной сдвиг 5 месяцев. Для крупных извержений внетропических вулканов Южного полушария Calbuco и Ambae с учетом наблюдаемого времени появления отклика в районе Обнинска приняты временные сдвиги 8 и 10 месяцев, для аэрозоля Австралийских лесных пожаров — 12 месяцев. Для среднеширотного вулкана Райкоке временная задержка его рас-

пространения на слой 18–23 км, лежащий выше уровня первоначального выброса, принята равной четырем месяцам. После указанного смещения эмиссий проведено их трехмесячное текущее усреднение.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Перед проведением моделирования был выполнен тест на наличие линейного тренда непосредственно в исходных вариациях озона y_i по всем выбранным слоям и кварталам года. Значимых значений тренда обнаружено не было.

Для выбора оптимального числа и типа предикторов моделирование проводилось в два этапа с последовательным уменьшением числа предикторов. На первом этапе использовались все шесть рассмотренных выше предикторов ВА, СА, ПСО, КДК, ЭНЮК, АО. По результатам проведенных испытаний для каждого варианта (квартал, слой) были отобраны три предиктора с максимальным уровнем значимости, и на следующем этапе проводилось моделирование только с этими предикторами.

Результаты для всех вариантов моделирования (три слоя для четырех кварталов) суммированы в табл. 2. В крайней левой колонке показаны номера кварталов. Для каждого квартала и слоя в колонках 1–4 представлены следующие величины: 1 — коэффициент детерминации R^2 , 2 — типы использованных предикторов (прямым шрифтом показаны предикторы, для которых получены коэффициенты x_i , значимые на уровне не более 0.05, курсивом — остальные предикторы), 3 — знак коэффициента x_i для значимого предиктора, 4 — относительная (по отношению к экспериментальному

Таблица 2. Результаты поквартального моделирования вариаций озона на разных высотах

№	13–18 км				18–23 км				23–30 км			
	1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
I					0.85	КДК СА ЭНЮК	— — —	1.7 1.7 1.5	0.85	КДК ВА СА	—	4.9
II	0.53	ПСО АО СА	—	2.0	0.62	КДК АО ЭНЮК	— — —	2.2 1.5 1.6	0.76	КДК СА АО	— +	1.8 1.7
III	0.79	ВА АО ЭНЮК	— — —	5.4 2.9 5.3	0.74	ВА АО КДК	— —	1.0 1.9				
IV	0.72	ВА ПСО КДК	— — +	1.2 9.7 7.4	0.76	ВА ПСО КДК	— — +	3.6 2.7 2.1	0.51	АО СА ЭНЮК	+	2.8

среднему ИСО в данном квартале) величина СКВ для данного предиктора в %. В двух вариантах моделирования значимых результатов получено не было.

Как видно из табл. 2 в большинстве случаев получены коэффициенты детерминации на уровне не менее 0.7, что говорит об удовлетворительном соответствии модели экспериментальным данным. Пониженные значения коэффициентов наблюдаются во II квартале в слоях 13–18 и 18–23 км. Сопоставление с сезонным ходом показывает, что в этих случаях происходит резкое изменение концентрации озона, что может вносить дополнительные неопределенности в среднеквартальные значения и сказывается на результатах моделирования. Величины СКВ озона, связанные с отдельными предикторами, составляют несколько процентов от ИСО для соответствующего слоя. Относительная погрешность оценок СКВ составляет $\sim(30\text{--}50)\%$.

Число выявленных значимых предикторов (табл. 2) в зависимости от квартала и слоя меняется от одного до трех. Для случаев с одним значимым предиктором проверено наличие линейной корреляционной связи между вариациями озона и данным предиктором $y_j = x_i P_{ji} + \varepsilon_j$. В результате получены значения коэффициента линейной корреляции $r = -0.84, -0.62, 0.53$ и коэффициентов детерминации $R^2 = 0.7, 0.4, 0.3$ для вариантов (КДК, 23–30 км, I квартал), (ПСО, 13–18 км, II квартал) и (КДК, 23–30 км, IV квартал). В первых двух вариантах уровень линейной корреляции можно считать достаточно высоким.

На рис. 3а–3г приведены примеры временного хода межгодовых вариаций озона (жирные линии) для отдельных кварталов и слоев вместе с результатами моделирования с тремя предикторами

(тонкие непрерывные линии). Для сравнения на рис. 3а и 3в представлен также результат линейной корреляционной связи (штриховые линии) с единственным выделенным предиктором КДК и ПСО. Как видно из рис. 3, проведенное моделирование достаточно хорошо представляют межгодовые вариации озона. В случаях 3а и 3в единственные предикторы КДК и ПСО дают адекватное воспроизведение вариаций на качественном уровне.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сопоставим полученные результаты с известными литературными данными и рассмотрим возможные физические причины наблюдаемых корреляций. Как показывает табл. 2, значимая отрицательная корреляция с КДК (увеличение озона в восточной фазе) проявляется в I и II кварталах в слоях 18–23 и 23–30 км. Для слоя 23–30 это наглядно демонстрирует рис. 3а, на котором для каждого года обозначена фаза КДК. Из рис. 3а видно, что максимумы озона в слое 23–30 км всегда наблюдаются в восточной фазе КДК, несмотря на сбой фазы КДК в сезоне 2015–2016 гг. [Osprey et al., 2016], после которого западная фаза затянулась на два года (2016 и 2017 гг.). По литературным данным увеличение концентрации озона в средних широтах, также происходит в восточной фазе КДК [Sitnov, 2004], преимущественно в начале года [Randel, Wu, 2007; Ball et al., 2019]. Антикорреляция вариаций озона на высотах 18–30 км с КДК экваториального ветра на уровне 30–40 гПа была выявлена по данным длительных измерений с помощью озонзондов в средних широтах Северной Америки и Западной Европы [Груздев и Безверхний, 2005; Груздев и Безверхний, 2006].

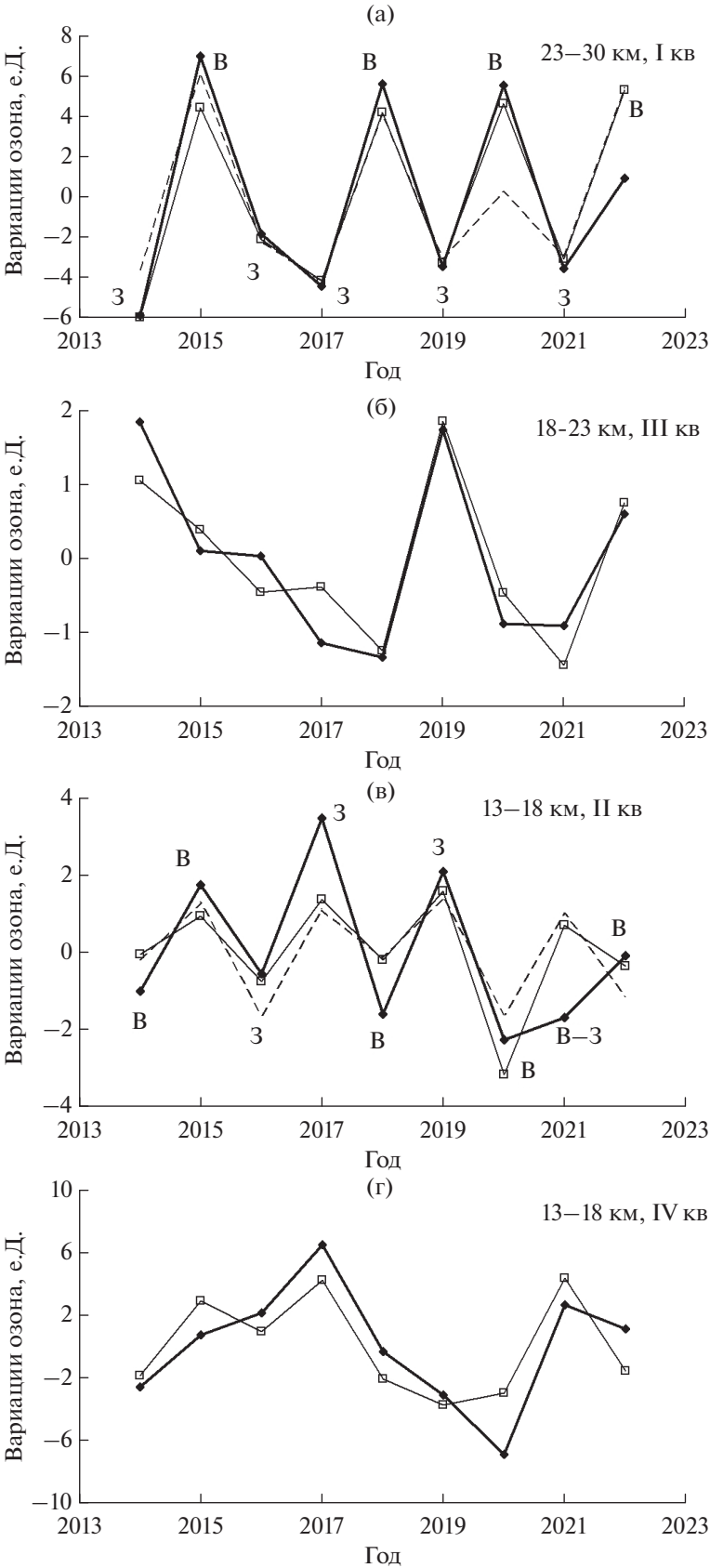


Рис. 3. Межгодовые вариации среднесезонных значений ИСО – жирные линии, результаты моделирования с тремя предикторами – тонкие сплошные линии, моделирование в рамках линейной корреляционной связи с предикторами КДК (а) и ПСО (в) – штриховые линии.

Положительная корреляция с КДК отмечается в IV квартале (табл. 2) в период сезонного роста концентрации озона в слоях 13–18 и 18–23 км. По-видимому, в этот период становится существенным перенос озона из тропиков в результате вихревого обмена, который усиливается при ослаблении субтропического барьера в западной фазе КДК и росте активности планетарных волн в конце года. Роль вихревого перемешивания в переносе озона из тропиков в средние широты отмечалась ранее в [Benito-Barca et al., 2022] по данным химико-климатического моделирования. Увеличение концентрации озона в западной фазе КДК на высотах 10–15 км наблюдалось на отдельных среднеширотных станциях зондирования озона [Sitnov, 2004].

Антикорреляция с индексом ЭНЮК (увеличение озона в период Ла-Нинья) отмечается в слоях 18–23 и 13–18 км (табл. 2). Проведенная проверка показала, что максимальная величина антикорреляции наблюдается при нулевом лаге относительно индекса ЭНЮК. Сопоставим полученные результаты с известными данными. Влияние ЭНЮК на вариации концентрации озона (с положительным знаком корреляции) наблюдалось на высотах 17–36 км по данным озонозондовых измерений в 1966–1999 гг. в Западной Европе [Груздев и Безверхний, 2006]. При этом вариации озона рассматривались с лагом от 2 до 8.5 месяцев относительно ЭНЮК для разных пунктов наблюдения. В [Benito-Barca et al., 2022] представлены данные численного моделирования полей озона с помощью модели WACCM, которые показали достаточно сложную картину географического распределения амплитуды и фазы влияния ЭНЮК на высотном уровне 70 гПа. В частности, для пункта Обнинск получено увеличение концентрации озона в период Эль-Ниньо. Приведенные примеры, касающиеся фазы влияния ЭНЮК на вариации озона, находятся в противоречии с результатами данной работы. Возможной причиной является сложный характер динамических процессов, которые проявляются, в конечном счете, как влияние ЭНЮК на концентрацию озона в средних широтах. В [Benito-Barca et al., 2022] отмечалось, что устойчивые статистические связи ЭНЮК с динамическими процессами в стратосфере и концентрацией озона получаются лишь при исключении влияния КДК, а в [Iza et al., 2016] – при исключении лет с внезапными стратосферными потеплениями. На неоднозначность влияния ЭНЮК на полярный стратосферный вихрь, от стабильности которого также зависят вариации озона, обращалось внимание в [Цветкова и др., 2021]. С учетом этих замечаний весьма вероятно, что вид корреляции озона с индексом ЭНЮК зависит от выбора временного интервала и его длительности, что и может быть основной причиной рассмотренных выше расхождений.

Корреляция озона с СА наблюдается в первой половине года в слоях 18–23 и 23–30 км. При этом в I квартале (слой 18–23 км) знак корреляции отрицателен, а во II квартале (слой 23–30 км) – положителен (табл. 2). Смена знаков, по-видимому, связана с тем, что влияние СА на озон имеет как фотохимическую, так и динамическую составляющие. В большей части средней атмосферы концентрация озона на масштабах солнечного цикла меняется в фазе с СА в соответствии с фотохимическим воздействием солнечного излучения. [Груздев, 2014а]. В данных наблюдениях положительная корреляция вариаций озона с СА наблюдается во II квартале в слое 23–30 км (табл. 2), что соответствует также результатам спутниковых измерений [Груздев, 2014б]. В зимний период влияние фотохимической составляющей ослабляется (данные численного моделирования для января на широте 55° с.ш. [Кривоуцкий и др., 2015]). На первый план выходит влияние динамической составляющей, что и проявляется в данных наблюдениях (I квартал, слой 18–23 км).

Во II квартале (18–23 км) и в III квартале (интервал высот 13–23 км) наблюдается значимая связь с АО (табл. 2). Причина этого явления заключается в том, что в условиях уменьшения меридионального переноса озона (особенно в III квартале года) заметное влияние на вариации озона начинают оказывать вертикальные движения в стратосфере [Eriksson, Chen, 2002; Коршунов, Зубачев, 2018]. Последние, в свою очередь, обусловлены синоптическими процессами в тропосфере [Нерушев, 2003].

Значимая антикорреляция с предиктором ВА (табл. 2) проявляется в интервале высот 13–23 км во второй половине года. Это связано с увеличением содержания аэрозоля над г. Обнинск летом и в начале осени [Коршунов, 2022]. Отрицательная корреляция с задержанным влиянием вулканических эмиссий означает деструкцию озона, связанную с сернокислотным аэрозолем. Кроме того, определенный вклад может вносить и разрушение озона в аэрозоле природных пожаров. В частности, такой эффект наблюдался в области аэрозольного следа Австралийских природных пожаров [Khaykin, 2020]. Механизмы разрушения озона с участием гетерогенных реакций на аэрозоле достаточно сложны – в зависимости от содержания озоноразрушающих компонент, а также их предшественников, может происходить как увеличение, так и уменьшение концентрации озона [Solomon et al., 2022]. Согласно [Naik et al., 2017] в современной атмосфере в среднем происходит увеличение озона в средней стратосфере и его уменьшение в нижней стратосфере, при этом суммарный эффект заключается в уменьшении общего содержания озона. В целом результаты данной работы соответствуют имеющимся пред-

ставлениям о влиянии аэрозоля на содержание озона.

Значимое влияние ПСО в первой половине года ограничено слоем 13–18 км (табл. 2). Этот эффект может быть объяснен следующим образом. Разрушение озона с участием ПСО происходит в зимне-весеннее время в приполярной области, затем воздушные массы с пониженным содержанием озона переносятся в средние широты. Выше было отмечено, что в слое 13–18 км основная масса озона поступает при северном меридиональном переносе. Поэтому слой 13–18 км наиболее чувствителен к разрушению озона с участием ПСО. Как следует из рис. 3в, вариации озона тесным образом связаны именно с вариациями ПСО (штриховые линии), а не с фазой КДК.

Как видно из табл. 2, в IV квартале наблюдается задержанное влияние ПСО. На качественном уровне это подтверждается сходством в чередовании минимумов и максимумов на рис. 3г и 3в (за исключением минимума 2019 г. на рис. 3г). Полученный результат можно считать частным случаем проявления статистически значимой корреляции весенних и осенних аномалий озона [Fioletov and Shepherd, 2003]. Накопление озона в приполярной зоне и его перераспределение по всему Северному полушарию происходит в зимне-весенний период в активной фазе циркуляции Б-Д. В летнее и осеннее время этот процесс ослабевает, и в нижней стратосфере происходит постепенное фотохимическое разрушение озона. При этом весенние аномалии озона сохраняются до поздней осени [Fioletov and Shepherd, 2003].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование вариаций озона в 2014–2022 гг. над г. Обнинск (55.1° с.ш., 36.6° в.д.), расположенным в центральной части ЕТР. С использованием данных лидарных и спутниковых измерений рассмотрены вариации озона в трех высотных слоях 13–18, 18–23 и 23–30 км. В нижней стратосфере от 13 до 23 км максимум содержания озона отмечается в зимне-весеннее время, в то время как в вышележащем слое 23–30 км — в летнее. Проведен статистический регрессионный анализ отклонений содержания озона от сезонного хода. Выявлено, что влияние различных факторов на вариации озона меняется в зависимости от времени года и высоты слоя. В I–II кварталах в интервале высот 18–30 км концентрация озона увеличивается в восточной фазе КДК. Во II квартале в слое 13–18 км заметное влияние на вариации озона оказывает разрушение озона в области ПСО в зимне-весенний период с последующим переносом обедненного озона воздухом в точку наблюдения. Задержанное во времени влияние ПСО обнаруживается в IV квартале в слоях

13–18 и 18–23 км. В III квартале обнаружена связь вариаций озона с индексом АО. Это показывает, что в это время года становится заметным влияние вертикальных движений в стратосфере, связанное с синоптическими процессами. Отрицательное воздействие аэрозоля на озон проявляется в III и IV кварталах, когда содержание аэрозоля в нижней стратосфере увеличивается.

Полученные в работе результаты в основном согласуются с имеющимися представлениями о динамических и микрофизических механизмах, определяющих содержание озона в стратосфере средних широт. Показано, что воздействие отдельных факторов проявляется по-разному в зависимости от высоты и времени года. На вариации озона в равной мере влияют как динамические (КДК, ЭНЮК, АО), так и микрофизические факторы (ПСО, ВА). В отдельных случаях выделяется один доминирующий фактор, который в качественном отношении определяет вариации озона в данном высотном диапазоне и квартале года.

Представленные результаты могут быть полезны при обработке данных спутниковых измерений, построении фотохимических моделей атмосферы и прогнозировании возможных изменений содержания озона в условиях меняющегося климата.

Работа выполнена при поддержке Росгидромета — тема 2.9 “Развитие технологии системы мониторинга озона, водяного пара и аэрозоля в средней атмосфере над территорией РФ”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Груздев А.Н., Безверхний В.А. Квазидвухлетняя цикличность в атмосфере над Северной Америкой по данным озонзондов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. № 1. С. 36–50.
- Груздев А.Н., Безверхний В.А. Квазидвухлетние вариации озона и метеопараметров над Западной Европой по данным озонного зондирования // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. Т. 42. № 3. С. 224–336.
- Груздев А.Н. Оценка эффектов извержения вулкана Пинатубо в стратосферном содержании O_3 и NO_2 с учетом вариаций уровня солнечной активности // Оптика атмосферы и океана. 2014а. Т. 27. № 06. С. 506–514.
- Груздев А.Н. Оценка влияния 11-летнего цикла солнечной активности на содержание озона в стратосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014б. Т. 54. № 5. С. 678–684.
- Звягинцев А.М., Варгин П.Н., Пешин С. Изменчивость и тренды общего содержания озона в период 1979–2014 гг. // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 9. С. 2–10.

- Иванова Н.С., Кузнецова И.Н., Сумерова К.А. Аномалии атмосферного озона в феврале-марте 2018 г. // Гидрометеорологические исследования и прогнозы. 2018. № 4 (370). С. 36–47.
- Иванов В.Н., Зубачев Д.С., Кориунов В.А., Сахибгареев Д.Г. Сетевой лидар АК-3 для зондирования средней атмосферы: устройство, методы измерений, результаты // Труды ГГО. 2020. Вып. 598. С. 155–187.
- Кориунов В.А., Зубачев Д.С. Временные вариации высотного распределения стратосферного озона по данным лидарного зондирования над г. Обнинск // Метеорология и гидрология. 2018. № 3. С. 48–60.
- Кориунов В.А. Лидарные наблюдения стратосферного аэрозоля в г. Обнинск с 2012 по 2021 гг.: влияние вулканических извержений и природных пожаров // Фундаментальная и прикладная климатология. 2022. Т. 8. № 3. С. 31–51.
<https://doi.org/10.21513/2410-8758-2022-3-31-51>
- Кривоуцкий А.А., Вьюшкова Т.Ю., Черепанова Л.А., Куколева А.А., Репнев А.И., Банин М.А. Трехмерная глобальная фотохимическая модель CHARM. Учет вклада солнечной активности // Геомагнетизм и аэронавигация. 2015. Т. 55. № 1. С. 64–93.
- Нерушев А.Ф. Воздействие интенсивных атмосферных вихрей на озоновый слой Земли. СПб.: Гидрометеоздат, 2003 г. 223 с.
- Никифорова М.П., Звягинцев А.М., Варгин П.Н., Иванова Н.С., Лукьянов А.Н., Кузнецова И.И. Аномально низкие уровни общего содержания озона над севером Урала и Сибири в конце января 2016 г. // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 1. С. 12–19.
- Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир. 1967. 242 с.
- Цветкова Н.Д., Варгин П.Н., Лукьянов А.Н., Кирюшов Б.М., Юшков В.А., Хатматов В.У. Исследование химического разрушения озона и динамических процессов в стратосфере Арктики зимой 2019/20 г. // Метеорология и гидрология. 2021. № 9. С. 70–83.
- Arctic oscillation* https://www.cpc.ncep.noaa.gov/products/precip/CWlink/daily_ao_index/ao.shtml.
- Aura MLS* <https://mls.jpl.nasa.gov/eos-aura-mls>.
- Ball W.T., Alsing J., Staehelin J., Davis S.M., Froidevaux L., Peter Th. Stratospheric ozone trends for 1985–2018: sensitivity to recent large variability // Atmos. Chem. Phys. 2019. V. 19. P. 12731–12748.
<https://doi.org/10.5194/acp-19-12731-2019>
- Benito-Barca S., Calvo N., Abalos M. Driving mechanisms for the El Niño–Southern Oscillation impact on stratospheric ozone // Atmos. Chem. Phys. 2022. V. 22. P. 15729–15745.
<https://doi.org/10.5194/acp-22-15729-2022>
- Brühl C., Lelieveld J., Tost H., Höpfner M., Glatthor N. Stratospheric sulfur and its implications for radiative forcing simulated by the chemistry climate model EMAC // J. Geophys. Res. Atmos. 2015. V. 120. P. 2103–2118.
<https://doi.org/10.1002/2014JD022430>
- Eriksson P., Chen D. Statistical parameters derived from ozonesonde data of importance for passive remote sensing observations of ozone // Int. J. Remote Sensing. 2002. V. 23. № 22. P. 4945–4963.
- Fioletov V.E., Shepherd T.G. Seasonal persistence of midlatitude total ozone anomalies // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30(7). P. 1417.
<https://doi.org/10.1029/2002GL016739>
- Iza M., Calvo N., Manzini E. The stratospheric pathway of La Niña // J. Climate. 2016. V. 29. P. 8899–8914.
<https://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0230.1>
- Khaykin S., Legras B., Bucci S., Sellitto P., Isaksen I., Tencé F., Bekki S., Bourassa A., Rieger L., Zawada D., Jumelet J., Godin-Beekmann S. The 2019/20 Australian wildfires generated a persistent smoke-charged vortex rising up to 35 km altitude // Communications earth & environment. 2020. V. 1:22.
<https://doi.org/10.1038/s43247-020-00022-5>
- MEI. V2 <https://psl.noaa.gov/enso/mei/>.
- Naik V., Horowitz L.W., Schwarzkopf M.D., Lin M. Impact of volcanic aerosols on stratospheric ozone recovery // J. Geophys. Res. Atmos. 2017. V. 122. P. 9515–9528.
<https://doi.org/10.1002/2016JD025808>
- Ozone hole size <https://www.cpc.ncep.noaa.gov/products/stratosphere/polar/polar.shtml>
- Osprey S.M., Butchart N., Knight J.R., Scaife A.A., Hamilton K., Anstey J.A., Schenzinger V., Zhang C. An unexpected disruption of the atmospheric quasi-biennial oscillation // Science. 2016. V. 353. I. 6306. P. 1424–1427.
- QBO data <http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/correlation/qbo.data>.
- Randel W.J., Wu F. A stratospheric ozone profile data set for 1979–2005: Variability, trends, and comparisons with column ozone data // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. D06313,
<https://doi.org/10.1029/2006JD007339>
- Schallock J., Brühl C., Bingen C., Höpfner M., Rieger L., Lelieveld J. Radiative forcing by volcanic eruptions since 1990, calculated with a chemistry-climate model and a new emission inventory based on vertically resolved satellite measurements // Atmos. Chemistry and Physics. Discussions. 2021.
<https://doi.org/10.5194/acp-2021-654>
- Semeniuk K., McConnell J.C., Jin J.J., Jarosz J.R., Boone C.D., Bernath P.F. N₂O production by high energy auroral electron precipitation // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. D16302,
<https://doi.org/10.1029/2007JD009690>
- Sitnov S.A. QBO effects manifesting in ozone, temperature, and wind profiles // Annales Geophysicae. 2004. V. 22. P. 1–18.
- Solar radio flux <https://spaceweather.gc.ca/forecast-prevision/solar-solaire/solarflux/sx-5-en.php>.
- Solomon S., Dube K., Stone K., Yu P., Kinnison D., Toon O.B., Strahan S.E., Rosenlof K.H., Portmann R., Davis S., Randel W., Bernath P., Boone C., Bardeen C.G., Bourassa A., Zawada D., Degenstein D. On the stratospheric chemistry of midlatitude wildfire smoke // PNAS. 2022. V. 119. № 10 e2117325119.
<https://doi.org/10.1073/pnas.2117325119>
- SO₂ emissions <https://so2.gsfc.nasa.gov/measures.html>.

Stratospheric Ozone Variations Over Obninsk from Data of Lidar and Satellite Measurements

V. A. Korshunov*

Typhoon Research and Production Association, st. Pobedi, 4, Obninsk, Kaluga oblast, 249038 Russia

**e-mail: korshunov@rpatyphoon.ru*

Analysis of variations of stratospheric ozone content at 13–18, 18–23 and 23–30 km layers is presented from data of lidar and satellite measurements in 2014–2022 over Obninsk city (55.1° N, 36.6° E). Modeling of deviations from seasonal run for separate quarters of year are fulfilled by using of linear regression method. Impact factors under consideration are quasi-biennial oscillation of zonal wind in tropical stratosphere (QBO), Arctic oscillation (AO), El-Nino – Southern oscillation (ENSO), solar activity (SA), volcanic aerosol (VA) and polar stratospheric clouds (PSC). Enhancement of ozone content is observed in eastern QBO phase at 18–30 km layer (I–II quarter) and in western QBO phase at 13–23 km layer (IV quarter). At separate layers it is revealed significant impacts of AO (II–III quarters), SA (I–II quarters) and VA (III–IV). During a year influence of PSC is originally showed in II quarter at 13–18 layer and then in IV quarter at 13–18 layer. Possible physical mechanisms are discussed which are the basis of the correlation relations observed.

Keywords: stratospheric ozone, lidar measurements of ozone, ozone variations, multiple linear regression method

УДК 551.594

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО НЕВОЗМУЩЕННОГО АТМОСФЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ СРЕДНИХ ШИРОТ

© 2023 г. С. В. Анисимов^а, К. В. Афиногенов^а, С. В. Галиченко^а, *, А. А. Прохорчук^а,
Е. В. Климанова^а, А. С. Козьмина^а, А. В. Гурьев^а

^аГеофизическая обсерватория “Борок” — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук (ГО “Борок” ИФЗ РАН),
п. Борок, Ярославская область, д. 142, 152742 Россия

*e-mail: svga@borok.yar.ru

Поступила в редакцию 01.03.2023 г.

После доработки 20.06.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

Атмосферный пограничный слой представляет собой нижнюю часть атмосферы, турбулентная динамика и электродинамика которой определяются сложной организацией процессов в диссипативной среде с поступлением энергии от многих источников. Невозмущенные грозовой активностью и осадками области атмосферы характеризуются электрическими процессами с низкой энергией, для исследования которых требуется наличие развитой приборной базы и владение методами синхронных разнесенных высокоточных измерений нескольких физических величин. В работе приводятся результаты недавних исследований электричества невозмущенного атмосферного пограничного слоя средних широт, проводимых с помощью измерительного комплекса Геофизической обсерватории “Борок” ИФЗ РАН и численного моделирования. Выполнены количественные оценки средних значений и вариабельности концентраций легких атмосферных ионов, соответствующих полярных компонент электрической проводимости воздуха и напряженности атмосферного электрического поля. Определены два типа электрических структур, формируемых при протекании тока в турбулентной среде с неоднородной электрической проводимостью.

Ключевые слова: атмосферный пограничный слой, геофизические наблюдения, атмосферное электричество, атмосферные легкие ионы, радон, статистическое самоподобие, электрические структуры

DOI: 10.31857/S0002351523050024, EDN: CWHTFZ

ВВЕДЕНИЕ

Исследование динамики электромагнитных процессов в земной коре, атмосфере и ближнем космосе составляет геофизическую проблему формирования и функционирования глобальной электрической цепи (ГЭЦ). Атмосферный пограничный слой (АПС) — нижняя часть тропосферы, непосредственно соприкасающаяся с земной поверхностью, вследствие чего АПС, рассматриваемый как подсистема ГЭЦ, существенным образом подвержен влиянию множества факторов, обусловленных взаимодействием земли и атмосферы. Для АПС характерны выраженные сезонная и суточная изменчивость, высокая интенсивность турбулентности и низкая удельная электрическая проводимость. Электродинамика невозмущенного грозовой активностью и осадками АПС, наряду с

действием глобальных генераторов, определяется переносом излучения, метеорологическими процессами и турбулентностью, физико-химическими свойствами и динамикой аэрозольных частиц, радиоактивными газами, эманлирующими из грунтовых пород, и их дочерними продуктами, ионизирующими атмосферу вместе с космическими лучами, распределением объемного заряда и электрической проводимости, а также типом и рельефом земной поверхности [Willett, 1979; Anderson et al., 1988; Hoppel et al., 1986; Анисимов и др., 2013, 2014, 2017, 2018; Anisimov et al., 2017, 2018, 2020, 2021a; Nicoll et al., 2018; Tacza et al., 2022]. Наземные электрические наблюдения остаются наиболее доступным и широко распространенным средством исследования ГЭЦ, однако для интерпретации результатов таких наблюдений и надежных прогнозов необходимо уметь оценивать локальное влияние на них электродинамических процессов в АПС. Интенсивное развитие численных моделей АПС повысило интерес к исследованию электричества нижней атмосферы и его связей с

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.).

турбулентной динамикой АПС, радиоактивностью, физикой атмосферных ионов и аэрозольных систем. При этом изучение квазистационарных электрических процессов в невозмущенном АПС может служить отправным пунктом для понимания зарождения и нелинейных механизмов развития многих явлений, природа которых не обязательно связана с атмосферным электричеством.

Цель данной работы состоит в исследовании электрических переменных невозмущенного АПС над сушей средних широт и получении количественных статистических оценок их изменчивости на основе результатов полевых наземных и высотных наблюдений, а также численного моделирования.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС И СЕТЬ СБОРА ДАННЫХ

Наблюдения электрических и метеорологических величин, параметров турбулентности и облачности, плотности потока коротковолновой солнечной радиации, концентрации аэрозольных частиц, объемной активности радона и спектров гамма-излучения проводились с помощью измерительного комплекса Геофизической обсерватории “Борок” ИФЗ РАН (58°04 с.ш., 38°14′ в.д.). Измерительный полигон обсерватории расположен вдали от возможных источников антропогенных возмущений естественного состояния природной среды и представляет собой ровное поле площадью около 40000 м², окруженное редким лесом и болотистой местностью.

Наблюдения плотности атмосферного электрического тока проводятся с помощью горизонтальной кольцевой пассивной антенны [Анисимов и др., 2022b]. Антенна выполнена в форме кольца диаметром 302 метра из стальной оцинкованной проволоки диаметром 3 мм. Кольцо антенны расположено в горизонтальной плоскости на высоте 4 м над поверхностью земли. Для измерения вертикальной компоненты напряженности атмосферного электрического поля применяются электростатические флюксометры типа “field mill”, рассчитанные на измерение напряженности поля в диапазоне ± 10 кВ/м с чувствительностью 0.1 В/м на частоте 1 Гц.

Датчики концентрации ионов синхронно измеряют концентрации легких положительных и отрицательных атмосферных ионов с подвижностями от 0.3 см² В⁻¹ с⁻¹. Уровень собственных шумов прибора 1 см⁻³ Гц^{-1/2}. Датчики построены на основе конденсатора Гердиена, содержат в себе прецизионные аналоговые схемотехнические решения и современные цифровые средства сбора данных и контроля, позволяют производить измерения со скоростью от 1 до 16 измерений в секунду. Напряжение на отклоняющих электродах

аспирационного конденсатора и объемный расход воздуха через него управляются программой микроконтроллера, встроенного в датчик. Цифровой интерфейс датчиков позволяет размещать на одной физической шине до 16 приборов. Конструктив датчика позволяет в процессе измерений программно задавать параметры аспирационного конденсатора (чувствительного элемента датчика), такие как отклоняющее напряжение и объемный расход воздуха, что позволяет регулировать диапазон подвижностей ионов, которые будут полностью регистрироваться электроникой датчика. Непрерывность зависимости доли регистрируемых ионов от их подвижности и параметров аспирационного конденсатора позволяет, измеряя концентрацию ионов в разных режимах, построить спектр распределения легких ионов по подвижностям, усредненный за некоторый отрезок времени [Анисимов и др., 2022a].

Датчик концентрации аэрозольных частиц марки TSI AeroTrak 9306v2 представляет собой автоматизированный автономный прибор с собственной системой сбора и хранения данных, рассчитанный как на разовые, так и на длительные наблюдения в различных средах. Датчик позволяет измерять концентрацию аэрозольных частиц в диапазоне диаметров от 0.3 до 25 мкм, и обладает возможностью измерения по шести каналам с настраиваемыми границами диапазонов. Для данных наблюдений каналы датчика настроены следующим образом: 1-й канал — от 0.3 до 0.5 мкм; 2-й канал — от 0.5 до 1 мкм; 3-й канал — от 1 до 3 мкм; 4-й канал — от 3 до 5 мкм; 5-й канал от 5 до 10 мкм; 6-й канал от 10 до 25 мкм. Датчик производит одно измерение в минуту.

Для измерения объемной активности радона (²²²Rn) применялись следующие приборы: AlfaGUARD PQ2000 и Radon Scout PMT. Измеряющим элементом AlphaGUARD PQ2000 является ионизационная камера с высоковольтным источником питания. Исследуемый воздух поступает в камеру или в свободном диффузионном режиме, или с помощью принудительной прокачки воздуха. AlphaGUARD PQ2000 регистрирует 50 отсчетов в минуту при объемной активности радона равной 1 кБк/м³. Данные фиксировались с разрешением 1 измерение в 10 мин. Прибор Radon Scout PMT построен на базе ячейки Лукаса с принудительной прокачкой исследуемого воздуха. Фиксация распадов радона происходит с помощью фотоэлектронного умножителя и цифровой системы управления и накопления данных. Radon Scout PMT регистрирует 30 отсчетов в минуту при объемной активности радона равной 1 кБк/м³. Данные регистрируются с разрешением 1 измерение в 10 мин.

Спектрометр гамма-излучения МКСП-01 “РАДЭК” (ООО “Научно-технический центр

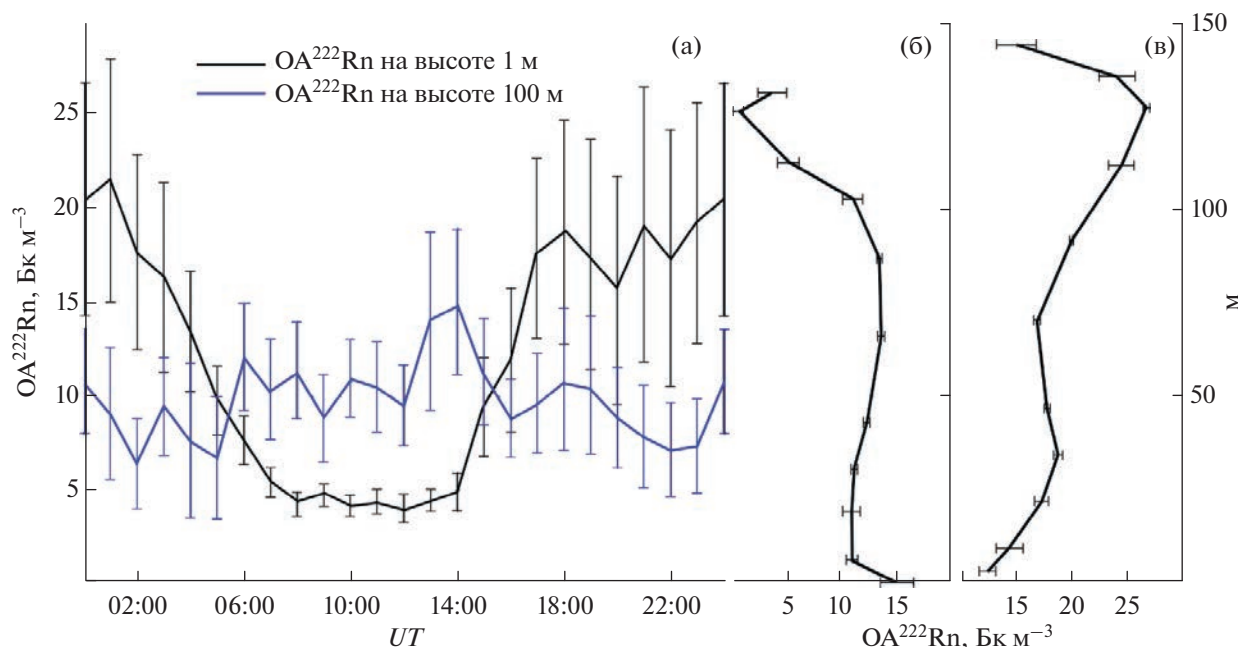


Рис. 1. Суточный ход объемной активности радона на высотах 1 м и 100 м над поверхностью земли по данным за 12 дней сентября 2017 г. (а), высотный профиль объемной активности радона: по данным за 22 августа 08.2017 г. в период времени 05:20–06:15 UT (б), по данным за 12 сентября 2017 г. в период времени 18:40–19:35 UT (в).

“РАДЭК”, Россия) применяется для измерения энергетического распределения и идентификации гамма-излучающих радионуклидов в образцах и в условиях естественного залегания в геометриях 2π и 4π . В спектрометре установлен детектор БДЕГ-150, представляющий собой детектор сцинтилляционного типа, чувствительным элементом которого является кристалл NaI(Tl) с площадью 825 см^2 . Регистрация квантов гамма-излучения осуществляется в диапазоне энергий от 100 до 3000 кэВ. Интегральная нелинейность преобразования не более 1%. Эффективность регистрации гамма-излучения в пике полного поглощения радионуклида ^{137}Cs с энергией 661.7 кэВ от образцового спектрометрического гамма-источника, установленного вплотную к торцевой поверхности кожуха не менее 15.6%.

Для измерения высоты нижней границы облаков и вертикальной видимости в диапазоне от 0 до 7.5 км применяется лазерный облакомер SKYDEX, основу которого составляет импульсный лазерный лидар с длиной волны лазерного излучения 1535 нм и частотой следования импульсов 2.5 кГц. Облакомер SKYDEX распознает до трех слоев облачности с разрешением по высоте 5 м. Ультразвуковая метеостанция “МЕТЕО-2Н” регистрирует метеорологические параметры: скорость и направление ветра, температуру и относительную влажность воздуха. Данный прибор обладает высоким быстродействием, выполняя измерения с частотой 10 Гц и передавая результаты в цифровом виде в систему сбора информации.

Аэростатные наблюдения атмосферного электричества выполняются с помощью гелиевого аэродинамического привязного аэростата Au-6 (ООО “Авгур — аэростатные системы”, Россия). Оболочка аэростата наполняется гелием марки “Б” и имеет номинальный объем 75 м^3 . Длина аэростата в рабочем состоянии равна 10 м, а максимальный диаметр 4 м. Установка рабочей высоты аэростата производится с помощью электрической лебедки. Максимальная высота (при штильном горизонтальном ветре и отсутствии осадков) подъема оборудования оболочкой аэростата составляет 500 м. Управление лебедкой осуществляется непосредственно оператором. Максимальная грузоподъемность аэростата равна 30 кг. Аппаратное обеспечение для наблюдения атмосферного электричества установлено на аэростатной платформе. Аэростатная платформа изготовлена из алюминиевых труб и профилей и представляет собой куб со стороной 0.5 м. Через фторопластовые изоляторы аэростатная платформа крепится к оболочке аэростата и к тросу лебедки. Крепление организовано так, что платформа расположена на расстоянии 15 м от оболочки аэростата. На платформе установлены два электростатических флюксметра типа “field mill” с вибро-ротационным приводом измерительных пластин, датчик концентрации ионов, датчик объемной активности радона Radon Scout PMT, датчик концентрации аэрозольных частиц TSI AeroTrak 9306v2, метеорологический модуль, GPS/ГЛОНАСС приемник, автономная система сбора информации с возможностью связи

по Wi-Fi и аккумуляторный блок питания. Все оборудование на платформе работает автономно в автоматическом режиме. Вмешательство оператора необходимо только для запуска оборудования, замены источника питания, съема накопленных данных с внутреннего носителя системы сбора, и при возникновении нештатных ситуаций. Электростатические флюксометры установлены на специальной штанге за пределами куба платформы. Каждый флюксометр отдален от центра кубы платформы на 1.5 м. Расстояние между флюксометрами составляет 3 м. Флюксометры работают в дифференциальном режиме для компенсации возмущений, внесенных в естественное электрическое поле самой платформой, оболочкой аэростата и такелажем. Один флюксометр направлен в зенит, второй – в нади́р. При последующей обработке данных неискаженная величина вертикальной компоненты напряженности атмосферного электрического поля на высоте расположения аэростатной платформы получается из разности сигналов, зарегистрированных парой флюксометров. Данные о вертикальной компоненте напряженности атмосферного электрического поля регистрируются со скоростью 1 выборка в секунду. Датчик Radon Scout PMT в автоматическом режиме регистрирует объемную активность радона в воздухе вокруг платформы с сохранением данных со скоростью 1 выборка в минуту. Данные о концентрации аэрозольных частиц и легких атмосферных ионов регистрируются со скоростью 1 выборка в секунду. Метеорологический модуль регистрирует температуру и относительную влажность воздуха, барометрический альтиметр регистрирует высоту подъема платформы с точностью до 10 см. Метеорологический модуль содержит акселерометр-гироскоп и цифровой микроэлектромеханический компас, которые дополняют набор телеметрических данных платформы. Автоматизированная автономная система сбора данных выполнена на основе одноплатного микроЭВМ RaspberryPI и работает под управлением Debian GNU/Linux. Системное время микроЭВМ синхронизируется по GPS/ГЛОНАСС сигналу, и весь сбор данных осуществляется в соответствии с этим временем. Также происходит регистрация координат и высоты над уровнем моря, получаемых с GPS/ГЛОНАСС приемника. Все оборудование платформы питается от литий-ионного аккумулятора с запасом автономной работы не менее 12 ч. Суммарный вес платформы вместе с такелажем составляет 25 кг.

ИОНИЗАЦИЯ

Образование ионов из газовых молекул в земной атмосфере в результате их взаимодействия с высокоэнергичными частицами и квантами электромагнитного поля является тем пусковым механизмом, который обеспечивает наличие у атмо-

сферы электрической проводимости и порождает многообразие процессов электромагнитной природы, происходящих в ней. В нижней тропосфере молекулы атмосферных газов ионизируются главным образом из основного состояния в процессе взаимодействия электронных оболочек с α -частицами, электронами и γ -квантами, возникающими в результате распадов и стабилизации энергетического состояния ядер радиоактивных элементов, вторичными δ -электронами, а также ядерно-электромагнитным каскадом, инициированным первичными космическими лучами [Смирнов, 1992; Usoskin et al., 2004]. Распространенные в земной коре изотоп калия ^{40}K и элементы радиоактивных семейств урана ^{238}U , ^{235}U и тория ^{232}Th , в которых образуются изотопы радиоактивного инертного газа радона ^{222}Rn , ^{219}Rn и ^{220}Rn соответственно, продуцируют ионизирующее излучение с земной поверхности, интенсивность которого экспоненциально убывает с высотой с характерным масштабом, составляющим несколько метров [Зукай и др., 2010].

Существенный вклад в ионизацию нижней тропосферы над континентами обеспечивается распадами изотопов радона и их дочерних продуктов, взвешенных в атмосфере в виде радиоактивного аэрозоля [Chamberlain, 1991; Porstendörfer, 1994; Zhang et al., 2011]. Плотность потока изотопов радона в атмосферу зависит от концентрации радионуклидов в породах, составляющих грунт, а также его пористости и насыщенности пор водой [Dueñas et al., 1997; Sun et al., 2004; Hassan et al., 2009; Sakoda et al., 2010; Chitra et al., 2018]. На основе результатов наземных и высотных наблюдений объемной активности (ОА) ^{222}Rn [Williams et al., 2011; Vargas et al., 2015], а также численных моделей [Lee and Larsen, 1997; Vinuesa and Galmarini, 2007; Vinuesa et al., 2007; Анисимов и др., 2017] установлено, что высотное распределение ОА радона ^{222}Rn (и в меньшей степени ^{220}Rn), определяется наличием облачности, температурной стратификацией АПС, преимущественным режимом генерации и интенсивностью турбулентности. В условиях устойчивой стратификации АПС (инверсии температуры) наблюдается увеличение ОА ^{222}Rn вблизи земной поверхности и уменьшение в близком к нейтральной стратификации остаточном слое от предыдущего конвективного АПС. На рис. 1 представлена суточная вариация ОА радона на высотах 1 м и 100 ± 10 м над поверхностью земли и два примера высотных профилей ОА радона, зарегистрированных утром и вечером в условиях антициклона. ОА радона у земной поверхности имеет ярко выраженный суточный ход, коэффициент вариации которого близок к 1. На высоте 100 ± 10 м ОА радона меньше отклоняется от среднего значения, проявляя аperiодический характер вариаций.

При развитии в дневном АПС конвективной неустойчивости, сопровождающейся увеличением толщины слоя конвективного перемешивания и интенсификацией турбулентности вертикальная неоднородность ОА радона и его дочерних продуктов, сформированная в ночном устойчивом АПС, приводит к тому, что вертикальные турбулентные потоки радиоактивных элементов направлены вверх. На стадии развития конвекции плотность турбулентного потока радона в большей части АПС многократно превосходит плотность потока радона из грунта в атмосферу и имеет максимум вблизи верхней границы слоя конвективного перемешивания (приблизительно 0.9 от высоты указанной границы) (рис. 2). Плотность вертикального турбулентного потока радона максимальна в начале установления режима конвекции на стадии быстрого роста высоты АПС и уменьшается вследствие выравнивания ОА радона по высоте АПС на стадии приближения к квазистационарному режиму конвекции, характерный масштаб времени оборота энергонесущих вихрей в котором определяется конвективным масштабом скорости w_* и толщиной слоя конвективного перемешивания z_i

$$t_* = \frac{z_i}{w_*} = \left(\frac{\Theta z_i^2}{g H_s} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где Θ — референсное (среднее по высоте слоя конвективного перемешивания) значение потенциальной температуры, g — ускорение свободного падения, H_s — плотность вертикального турбулентного кинематического потока тепла с земной поверхности. Таким образом, крупномасштабная конвективная циркуляция вместе с конвективным вкладом в генерацию турбулентности, увеличивающим объемную плотность турбулентной кинетической энергии, приводят к более интенсивному перемешиванию радиоактивных элементов из приземного слоя и более однородному высотному распределению интенсивности образования ионных пар в конвективном АПС [Анисимов и др., 2017; Anisimov et al., 2018]. При этом между ^{222}Rn и короткоживущими (период полураспада которых не превышает существенно время t_*) продуктами его распада устанавливается равновесие, то есть средняя ОА любого промежуточного дочернего продукта совпадает с ОА ^{222}Rn . Вследствие короткого времени жизни (период полураспада ~ 55.6 с) изотоп ^{220}Rn распадается в приземном слое, не успевая распространиться в слое конвективного перемешивания. В конвективном АПС высота ионизации воздуха продуктами распада ^{220}Rn составляет первые несколько десятков метров, в условиях устойчивой стратификации — несколько метров. При этом вклад цепочки распадов ^{220}Rn в ионизацию воздуха вблизи

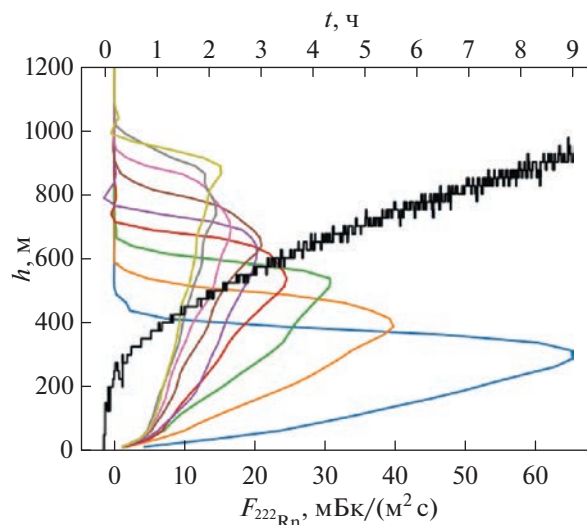


Рис. 2. Эволюция высоты АПС (черный график) и высотного профиля плотности вертикального турбулентного потока радона при развитии конвекции в АПС по результатам численного моделирования. Высотные профили (цветные графики) рассчитаны с интервалом в 1 ч, начиная с момента $t = 1$ ч (синий график).

земной поверхности может быть сравнимым или превышать вклад цепочки распадов ^{222}Rn . Будучи основным ионизатором АПС над сушей, изотопы радона вместе со своими короткоживущими дочерними продуктами определяют значительную часть изменчивости интенсивности ионообразования в АПС [Zhang et al. 2011; Анисимов и др., 2017].

АТМОСФЕРНЫЕ ИОНЫ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

В результате взаимодействия электронных оболочек молекул с ионизирующим излучением и сообщения одному или нескольким электронам энергии, превышающей потенциал ионизации, образуются положительные молекулярные ионы. Электроны, покинувшие орбитали, за время порядка 10^{-7} с присоединяются к молекулам кислорода и водяного пара, образуя отрицательные молекулярные ионы. Под действием поляризационных сил вокруг молекулярных ионов за время порядка 10^{-7} – 10^{-6} с формируется устойчивый комплекс из нескольких молекул воды, таким образом формируются малые кластерные или легкие ионы, подвижность которых находится в диапазоне 0.5 – $3.5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$.

Для определения концентрации легких атмосферных ионов может использоваться уравнение, учитывающее соотношение интенсивности ионообразования Q_i , эффективности турбулентного перемешивания, дрейфа ионов в атмосферном электрическом поле E и молекулярной диффузии с коэффициентом D_m , скоростей взаимной рекомби-

нации ионов и их присоединения к аэрозольным частицам [Анисимов и др., 2014; Анисимов и др., 2018; Anisimov et al., 2018; Anisimov et al., 2022b]

$$\begin{aligned} \frac{\partial n^{\pm}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) n^{\pm} = Q_i - \alpha n^{\pm} n^{\mp} - \\ - n^{\pm} \sum_j \int \beta_j^{\pm}(D_a) f(D_a) dD_a \pm \\ \pm \nabla \left[\mathbf{E} \cdot \int \mu^{\pm} g(\mu^{\pm}) d\mu^{\pm} \right] + \nabla (D_m^{\pm} \nabla n^{\pm}), \end{aligned} \quad (2)$$

где $n^{\pm}$ — счетные концентрации положительных и отрицательных легких ионов, $\mathbf{v}$ — локальная скорость макроскопического движения среды, α — коэффициент рекомбинации легких ионов, $\beta_j^{\pm}$ — коэффициенты присоединения легких ионов к аэрозольным частицам с эффективным диаметром D_a и j элементарными зарядами, f — функция распределения аэрозольных частиц по эффективному диаметру, $\mu^{\pm}$ — подвижности легких ионов, g — функция распределения легких ионов по подвижности (спектр подвижностей), удовлетворяющая условию нормировки [Анисимов и др., 2022b]

$$n^{\pm} = \int g(\mu^{\pm}) d\mu^{\pm}. \quad (3)$$

Определение спектра подвижностей легких ионов g позволяет найти удельную электрическую проводимость в виде

$$\sigma = e \left[\int \mu^{+} g(\mu^{+}) d\mu^{+} + \int \mu^{-} g(\mu^{-}) d\mu^{-} \right]. \quad (4)$$

В качестве параметризации функции $f(D_a)$ для атмосферных аэрозолей наиболее часто используется суперпозиция нескольких логнормальных распределений [Jaenicke, 1990]

$$f(D_a) = \sum_i \frac{N_i}{\sqrt{2\pi} D_a \ln \sigma_i} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\ln D_a - \ln \bar{D}_i}{\ln \sigma_i} \right)^2 \right\}, \quad (5)$$

где N_i и $\bar{D}_i$ соответственно вес в распределении и счетный медианный диаметр частиц i -й моды, а σ_i стандартные отклонения.

Исследование суточной вариации и статистики короткопериодных турбулентных флуктуаций концентрации легких атмосферных ионов в наземных наблюдениях проводилось с помощью трех датчиков [Анисимов и др., 2022b], расставленных двумя способами, в первом из которых использовалась горизонтальная расстановка датчиков, согласованная с преимущественным направлением вектора средней скорости ветра на высоте 1 м, а во втором применялась вертикальная расстановка датчиков на мачте регулируемой высоты. В случае горизонтальной расстановки расстояние между датчиками варьировалось от 1 до 13.5 м. Высота, с которой осуществлялся забор воздуха, составляла 0.3–0.4 м. Оперативное согласование направления линейки осуществлялось в соответствии с ре-

зультатами измерений цифровых метеостанций. В размещении на мачте датчики концентраций легких ионов располагались таким образом, что забор воздуха осуществлялся на высотах 0.05, 1.4 и 6 м. Высотные наблюдения проводились с помощью инструментальной платформы с датчиками концентраций ионов, поднимаемой на привязном аэростате.

На рис. 3а представлены суточные вариации концентраций легких атмосферных ионов на высотах 1 и 100 м по данным за 12 дней сентября 2017 года. Наблюдаемый дисбаланс концентраций легких ионов на высоте 1 м с превышением концентрации положительных над концентрацией отрицательных ионов указывает на устойчивость полярности приземного электродного эффекта по отношению к изменениям температурной стратификации и эволюции АПС в течении суток. Концентрации легких ионов обеих полярностей достигают максимальных значений вблизи земной поверхности в утренние часы. На высоте 100 м над поверхностью земли концентрация легких отрицательных ионов в среднем превышает концентрацию положительных ионов. Суммарная концентрация ионов в среднем за сутки на высоте 100 м меньше, чем на высоте 1 м. Высотные профили концентраций легких ионов, приведенные на рис. 3б и 3в, указывают на изменение толщины электродного слоя в течение суток с максимальным значением, составляющим несколько десятков метров в утреннее время, и минимальным значением, составляющим несколько метров в вечернее время. При удалении от земной поверхности полярность объемного заряда легких атмосферных ионов может меняться с положительной на отрицательную или стремиться к нулю вследствие уравнивания концентраций.

Отличия в суточных вариациях концентраций легких атмосферных ионов в приземном слое атмосферы в летний и зимний периоды показаны на рис. 4. Видно, что в летнее время суточная периодичность имеет выраженный характер с увеличением в ночное время и уменьшением в дневное время концентраций легких ионов. При этом концентрация положительных ионов в среднем больше концентрации отрицательных на протяжении всех суток. В зимний период, когда поверхность почвы закрыта снегом (в данном случае высота снежного покрова достигала 60 см), суммарная концентрация легких ионов меньше, чем в летнее время, и нет заметного различия между концентрациями положительных и отрицательных ионов. Периодическая суточная вариация концентраций также не наблюдается.

Выполненные на основе полевого натурного эксперимента оценки статистических характеристик флуктуаций концентрации атмосферных легких ионов показали, что одноточечная плот-

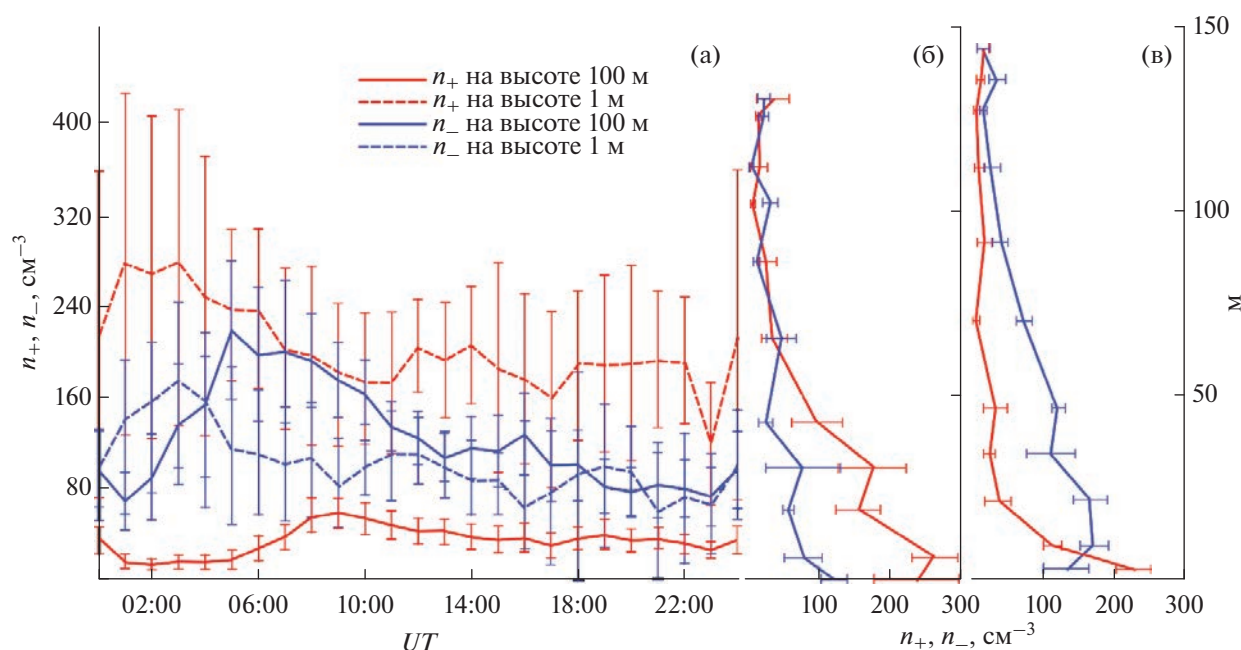


Рис. 3. Суточный ход концентраций атмосферных легких ионов на высотах 1 и 100 м над поверхностью земли по данным за 12 дней сентября 2017 г. (а), высотные профили легких отрицательных и положительных ионов: по данным за 22 августа 2017 г. в период времени 05:20–06:15 UT (б), по данным за 12 сентября 2017 г. в период времени 18:40–19:35 UT (в).

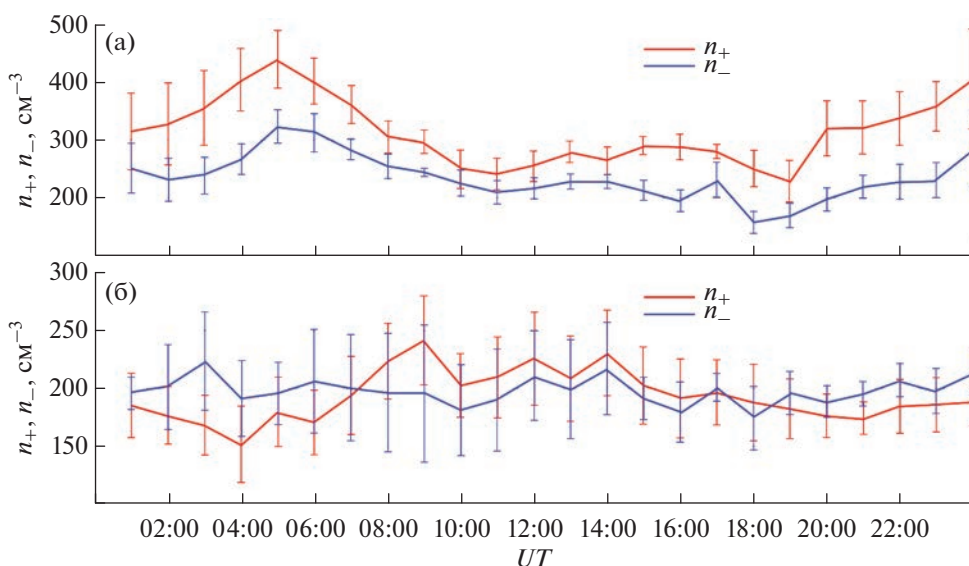


Рис. 4. Суточный ход концентраций атмосферных легких ионов в летний (а) и зимний (б) периоды. График (а) построен по данным за 09–30 августа 2013 года, (б) — по данным за 05–17 декабря 2013 года.

ность вероятности мгновенных значений, плотность вероятности временных приращений и одновременная разность концентраций атмосферных легких ионов в вертикально (до 6 м) и горизонтально (до 8 м) разнесенных точках аппроксимируются в пределах погрешности измерений 4-параметрическим устойчивым или гладко усеченным устойчивым слабо асимметричным распределением, параметры которого зависят от

высоты над уровнем земной поверхности. При этом показатели асимметрии для распределения концентрации положительных и отрицательных легких ионов противоположны по знаку и максимальны вблизи земной поверхности [Anisimov et al., 2022a]. На рис. 5 показан пример аппроксимации плотности вероятности мгновенной разности концентраций легких ионов, измеренных датчиками, расстояние между которыми составляло

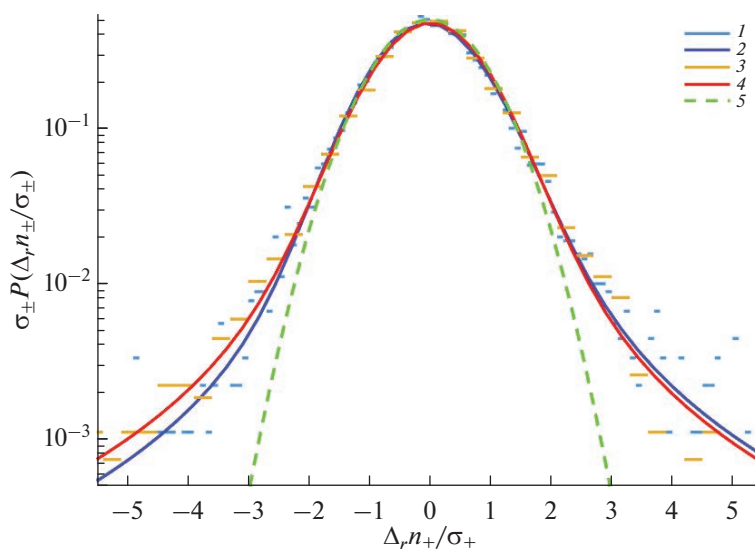


Рис. 5. Аппроксимация устойчивым и нормальным распределениями плотности вероятности мгновенной разности концентраций легких ионов, измеренных датчиками, расстояние между которыми составляло $r = 1$ м: 1) результаты измерений для концентраций отрицательных ионов по данным 9×10^3 отсчетов, собранных в летний период 2021 г., 2) устойчивое распределение с параметрами (1.79, 0.19, 20.23, 0) среднее квадратичное отклонение от среднего $\sigma_{n-} = 33.85 \text{ м}^{-3}$, 3) результаты измерений для концентраций положительных ионов по данным 9×10^3 отсчетов, собранных в летний период 2021 г., 4) устойчивое распределение с параметрами (1.78, -0.03, 22.30, 0) среднее квадратичное отклонение от среднего $\sigma_{n+} = 37.44 \text{ м}^{-3}$, 5) нормальное распределение с параметрами (0, 26.29).

1 м, в сравнении с нормальным распределением. Видно, что ядра распределений на полуширине в 1.5 среднее квадратичных отклонения близки к гауссовым, однако хвосты распределений вне указанного интервала существенно негауссовы и демонстрируют тенденцию к более медленному убыванию. С учетом нормировки распределений это означает более узкое ядро аппроксимирующих устойчивых распределений по сравнению с соответствующим нормальным распределением, что отражает увеличение частоты интенсивных событий за счет уменьшения частоты событий с малой амплитудой. В распределении вероятностей, описывающей статистику разности значений пассивного скаляра в турбулентной среде в двух точках на расстоянии r , усиление перемежаемости, которую можно количественно характеризовать величиной четвертого центрального момента распределения, нормированного на квадрат дисперсии, при уменьшении r проявляется в увеличении отклонения от нормального распределения. Для величины r , сопоставимой с интегральным масштабом, обезразмеренный таким образом четвертый момент распределения близок к 3, поскольку само распределение близко к нормальному [Warhaft, 2000]. Напомним, что интегральный масштаб для флуктуаций концентраций n определяется через автокорреляционную функцию

$$L_n = \int \frac{\langle n(r)n(r+r') \rangle_r}{\sigma_n^2(r)} dr'. \quad (6)$$

Анализ результатов разнесенных измерений концентраций легких атмосферных ионов в диапазоне расстояний между датчиками от 1 до 13.5 м показал, что величина нормированного четвертого момента разности концентраций в двух точках находится в диапазоне от 2.5 до 30, что приводит к оценке интегрального масштаба от расстояний порядка одного метра до нескольких первых десятков метров, которую также можно получить непосредственно из выражения (6), используя пространственную автокорреляционную функцию. На рис. 6 представлена блочная диаграмма значений коэффициента корреляции концентраций легких атмосферных ионов в двух точках в зависимости от расстояния между этими точками. Диапазон изменения характерного масштаба длины в показателе аппроксимирующей приведенные данные экспоненты может быть оценен как 1.5–5 м. Более надежное определение пространственной автокорреляционной функции концентрации легких атмосферных ионов требует большего количества датчиков, используемых одновременно на указанных масштабах длины. Расцепление корреляций во времени аппроксимируется степенной зависимостью с показателем, который находится в диапазоне -0.29...-0.53, и происходит за время порядка нескольких секунд.

Сравнение статистики флуктуаций концентрации легких атмосферных со статистикой флуктуаций температуры показало более высокий уровень перемежаемости температурного поля, что проявляется в узости ядра и более тяжелых хвостах функции плотности вероятности. Также

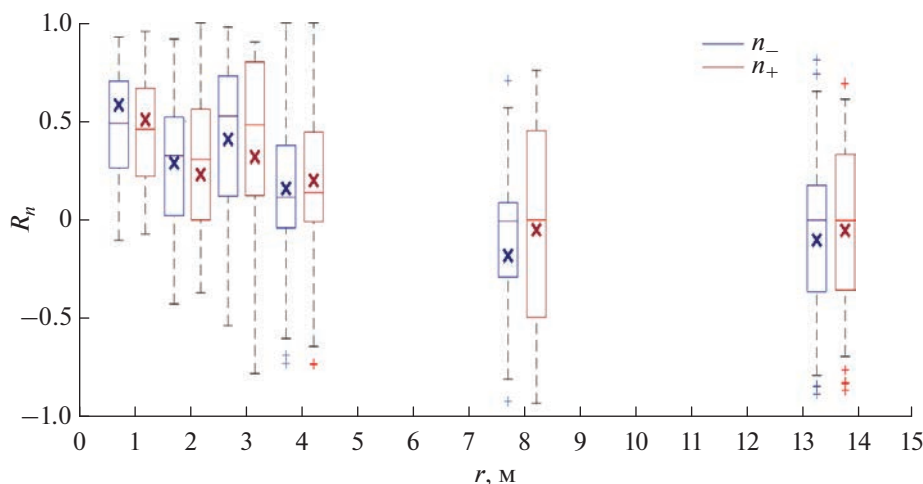


Рис. 6. Статистика коэффициента корреляции концентрации легких атмосферных ионов в двух точках в зависимости от расстояния между этими точками. Диаграмма построена по результатам измерений в 2020 г. и 2021 г. В анализ вошли данные для расстояний 2.0 м – 8900 отсчетов, 2.4 м – 18550 отсчетов, 4.0 м – 5200 отсчетов, 8.0 м – 13500 отсчетов, полученные в период июль–сентябрь 2020 г., 1.0 м – 7×10^4 отсчетов и 13.5 м – 4×10^4 отсчетов, полученные в период июль–август 2021 г.

выявлено различие в характере расщепления во времени корреляций турбулентных флуктуаций температуры и концентрации легких ионов. Так, автокорреляционная функция температурных флуктуаций, определенная на основе временных приращений, спадает по экспоненциальному закону с временным масштабом около 10 с. Пространственная зависимость статистических моментов распределения мгновенных разностей концентрации легких ионов обладает в указанном диапазоне расстояний степенным скейлингом с монотонно возрастающим при увеличении порядка момента показателем. При этом показатели скейлинга моментов разности концентрации легких ионов систематически ниже соответствующих показателей для пространственной разности температур, что указывает на отличия статистики легких атмосферных ионов в атмосфере от статистики пассивного скаляра в турбулентном поле скорости, возможно связанные с динамикой источников ионизации и конечным временем жизни легких ионов вследствие их присоединения к аэрозольным частицам и взаимной рекомбинации.

На основе анализа результатов 18 суток натурных наблюдений в июне–августе 2016 г. получены статистические оценки связи высоты конвективного АПС и приземной электрической проводимости и обнаружено, что для интервала времени, соответствующего началу конвекции с 6 до 11 ч в 13 случаях из 18 наблюдается уменьшение проводимости в 2–5 раз (с 20–40 фСм/м до 8–12 фСм/м) при росте высоты АПС со 100 до 500–900 м. Коэффициент корреляции рядов получасовых средних значений высоты конвективного АПС и электрической проводимости для 18 суток равен -0.96 при уровне значимости 0.005. Основным механизма-

ми уменьшения электрической проводимости при развитии конвекции в АПС является вертикальное перемешивание аккумулированного ночью вблизи земной поверхности радона [Анисимов и др., 2018; Anisimov et al., 2017, 2018].

В результате анализа временных рядов параметров, характеризующих турбулентность в динамическом подслое атмосферного приземного слоя, таких как локальное число Рейнольдса на тэйлоровском масштабе, дисперсия флуктуаций вертикальной скорости, динамическая скорость, скорость выравнивания температурных неоднородностей, совместно с массивом данных регистрации полярных компонент электрической проводимости на трех высотах, было установлено, что отношение положительной электрической проводимости к отрицательной в электродном слое находится в диапазоне 0.7–7. В дневное время при неустойчивой стратификации АПС отношение полярных компонент проводимости имеет тенденцию к увеличению на высоте 1.3 м, на высоте 0.35 м наблюдается обратная тенденция. В целом зависимость указанного отношения от высоты не прослеживается, однако на верхней границе динамического подслоя различие полярных проводимостей в среднем больше, чем непосредственно у земной поверхности. При увеличении удельной электрической проводимости выше значения 16 фСм/м диапазон отношения полярных компонент сужается до 0.9–2.5. Значения отношения, превышающие 2.5 характерны для случаев, в которых удельная электрическая проводимость меньше 10 фСм/м вследствие низких значений компоненты проводимости, обеспечиваемой отрицательными ионами. В промежутки времени с низкой интенсивностью турбулентности возрастает

вариабельность и дисперсия отношения полярных проводимостей. В условиях устойчивой стратификации АПС полярные компоненты проводимости вблизи земной поверхности приблизительно равны, и их отношение флуктуирует около 1. Объемная плотность заряда легких ионов, вычисленная через разность их концентраций, меняется в электродном слое от -20 до 40 пКл/м³.

Полярные компоненты удельной электрической проводимости воздуха на высоте проведения аэростатных наблюдений рассчитывались исходя из наблюдений концентраций легких ионов и данных о распределении легких ионов по подвижностям у поверхности земли. По данным аэростатных наблюдений за 3–24 августа 2022 года на высоте 100 ± 15 м над поверхностью земли вклад в среднесуточное значение удельной электрической проводимости воздуха положительных легких ионов составил 1.2 ± 0.5 фСм/м, а отрицательных -2.0 ± 1.5 фСм/м. Среднесуточные значения полярных удельных электрических проводимостей воздуха у поверхности земли составили 8 ± 2 и 4 ± 3 фСм/м соответственно для положительных и отрицательных легких ионов.

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ И САМОПОДОБИЕ

Как показывают наблюдения, основные величины, характеризующие атмосферные электрические процессы, отчетливо проявляют квазипериодический характер изменения, связанный с суточным циклом, самым известным примером которого является унитарная вариация напряженности атмосферного электрического поля [Parkinson and Torrenson, 1930; Harrison, 2013]. Различными средствами статистического анализа данных наблюдений напряженности приземного атмосферного электрического поля на нескольких станциях, расположенных от полярных до средних широт, кроме стандартных суточной и годовой изменчивости удалось выделить несколько менее выраженных периодов вариаций, связанных с периодами солнечной активности и также возможно с осцилляцией Маддена-Джулиана [Madden and Julian, 1994; Tacza et al., 2022].

В соответствии с результатами численного моделирования в квазистационарном электродинамическом приближении с использованием одномерной лагранжевой стохастической модели для описания турбулентной дисперсии в АПС атмосферных ионов и аэрозольных частиц, обусловленная региональными факторами амплитуда суточной вариации приземной напряженности атмосферного электрического поля, нормированная на среднее за сутки значение, находится в диапазоне 0.6 – 0.9 при нормированной амплитуде суточной вариации ионосферного потенциала 0.2 – 0.4 [Анисимов и др., 2018], что указывает на роль факторов

внутренней динамики и режимов ионизации АПС в формировании электрического состояния нижней атмосферы. Сочетание факторов, определяющих стратификацию и режим турбулентного обмена в АПС, распределение интенсивности образования ионов, механизмы макроскопического разделения электрических зарядов и динамику аэрозольных частиц, создает многообразие сценариев изменчивости атмосферных электрических переменных [Anisimov et al., 2017, 2018, 2020].

С другой стороны, в диапазоне масштабов микрометеорологической турбулентности атмосферные электрические переменные демонстрируют статистическое самоподобие вариаций, проявляющееся в степенном характере спада спектров мощности и корреляционных функций, неоднородном скейлинге структурных функций, а также приближенной масштабной инвариантности негауссовых распределений вероятностей пространственных и временных разностей [Анисимов и др., 2013; Анисимов и Шихова, 2015; Anisimov et al., 2021b, 2022a]. Поэтому представляется естественным разделять “медленные” квазипериодические и “быстрые” стохастические компоненты вариаций, применяя к ним соответствующие средства анализа. Такой подход зарекомендовал себя и в численных моделях электричества АПС, в которых внутренняя стохастическая динамика сочетается с крупномасштабным периодическим форсингом [например, Анисимов и др., 2018; Anisimov et al., 2018].

На рис. 7 показана суточная вариация напряженности атмосферного электрического поля, измеренного на уровне земной поверхности в условиях антициклона и невозмущенного АПС. Максимальное значение электрического поля в средней суточной вариации приходится на время 19 UT и соответствует глобальному максимуму, наблюдаемому синхронно по всему земному шару, особенно отчетливо над океанами [Harrison, 2013]. Другой максимум, наблюдаемый на среднеширотных станциях в дневное время по местному времени, связан с действием конвективного генератора, эволюцией высотного профиля электрической проводимости и аккумуляцией положительного объемного заряда в АПС [Israelsson and Tammet, 2001; Анисимов и др., 2018; Anisimov et al., 2017, 2018].

Вариации электрического сопротивления столба атмосферы высотой 250 м, полученные посредством интегрирования по высоте зарегистрированных датчиками на платформе привязанного аэростата высотных профилей обратной удельной электрической проводимости, показаны на рис. 8. Наблюдаемое различие в средних дневных значениях электрического сопротивления нижней атмосферы 17, 21 августа и 29 августа, 10–12 сентября связано с изменением преобладающего направления ветра с северного на южное,

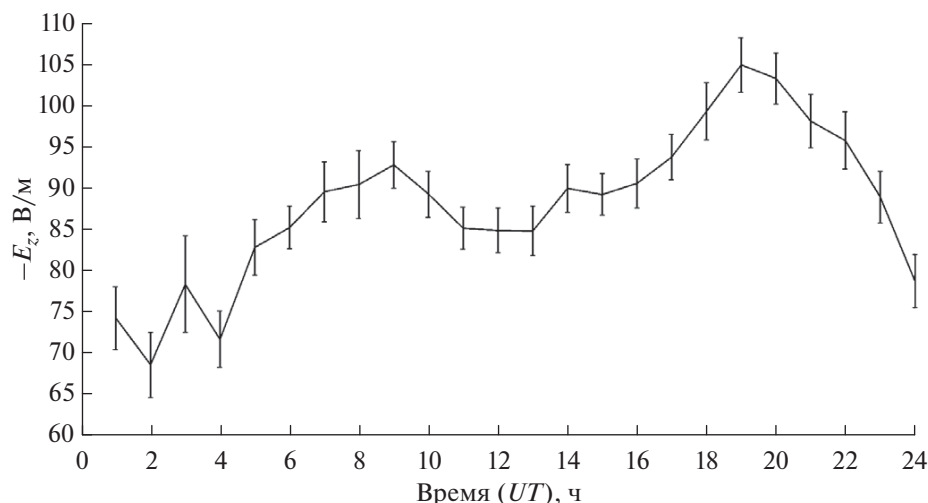


Рис. 7. Суточная вариация напряженности атмосферного электрического поля, полученная усреднением по 29 суткам измерений на уровне поверхности земли в условиях антициклона и невозмущенного АПС в летние периоды 2021 г. и 2022 г.

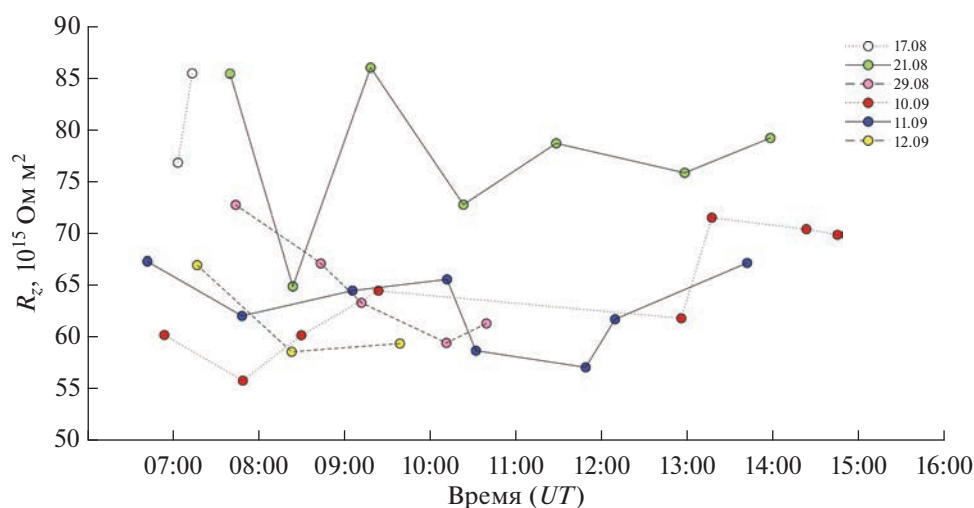


Рис. 8. Вариации электрического сопротивления столба атмосферы высотой 250 м по данным аэростатных наблюдений в условиях антициклона и невозмущенного АПС в период август–сентябрь 2019 г.

повлекшим изменение концентрации аэрозольных частиц и радиоактивных примесей в составе воздушных масс (уравнения (2)–(4)). Ранее было показано, что одним из механизмов связи электрической проводимости с направлением ветра может быть неоднородная эмиссия почвенного радона [Анисимов и др., 2018]. На основе полученных данных можно сделать вывод о масштабе флуктуаций и скорости изменения электрического сопротивления столба нижней атмосферы: относительные изменения могут достигать десятков процентов, скорость изменения абсолютной величины $\sim 10^{13}$ Ом м²/с.

Рассчитанная с помощью быстрого преобразования Фурье спектральная плотность флуктуаций напряженности атмосферного электрического поля, зарегистрированной на уровне земной по-

верхности и на высотах 100 ± 10 м в условиях антициклона и невозмущенного АПС, приведена на рис. 9. Аппроксимация показателя наклона спектра методом наименьших квадратов дает значение близкое к $-4/3$.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В АПС

В терминологии синергетики под структурами понимается обширное множество некоторым образом упорядоченных неравновесных состояний или коллективных процессов, возникающих в активной неустойчивой среде. Следуя этому определению, под электрическими структурами в АПС будем понимать распределения объемного электрического заряда, поля и плотности тока, согласованные в пространстве и времени в соответствии с некоторым подходящим критерием,

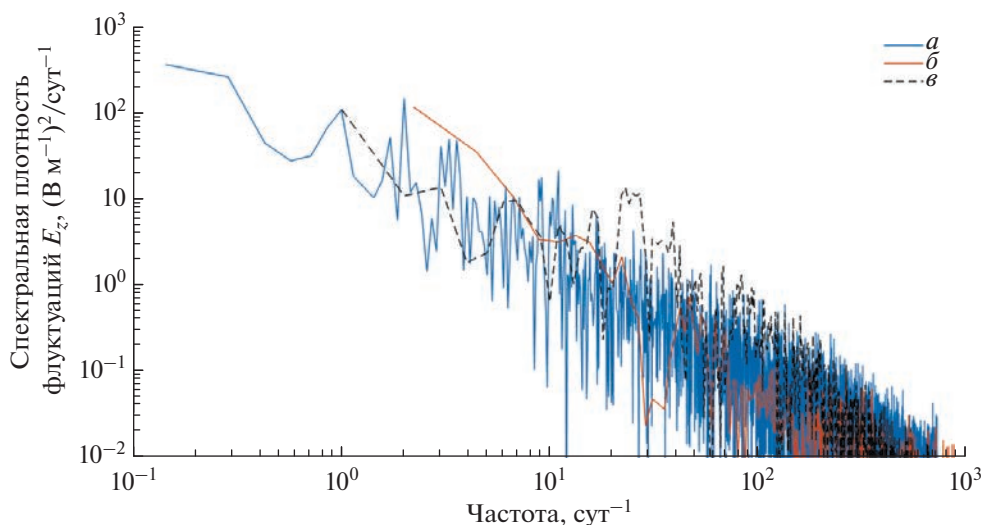


Рис. 9. Спектральная плотность флуктуаций напряженности атмосферного электрического поля, зарегистрированной 31 июля–6 августа 2022 г. на уровне земной поверхности (а), 4 августа 2022 г. в период времени 00:00–24:00 UT на уровне земной поверхности (б) и 4 августа 2022 г. в период времени 06:40–17:40 UT на высоте 100 м (в) в условиях антициклона и невозмущенного АПС.

выбор которого в общем случае может оказаться непростой задачей, поскольку должен определяться их природой. На синхронных регистрах напряженности атмосферного электрического поля, измеренной на уровне земной поверхности и на высотах 100 ± 10 м (рис. 10) можно обнаружить периоды согласованных и несогласованных вариаций. Также видно, что разность значений напряженности поля на двух уровнях может сохранять постоянство знака на протяжении времени, существенно превышающего как характерное время t_* , соответствующее обороту энергонесущих вихрей в АПС, так и время ϵ_0/σ , соответствующее релаксации электрического заряда. Таким образом, можно говорить о формировании в АПС долгоживущих слоев объемного заряда обеих полярностей, представляющих локализованные квазистационарные структуры электрической стратификации АПС [Anisimov et al., 2021a].

Анализ вариаций концентрации аэрозольных частиц показывает, что увеличение относительной влажности с 40 до 100% сопровождается увеличением концентрации частиц с размерами 0.3–5 мкм в 1.5–2 раза. При конденсационном росте аэрозольных частиц величина фактора роста в зависимости от их гигроскопичности и относительной влажности может достигать 2, что соответствует двукратному увеличению эффективного диаметра частиц [Anisimov et al., 2020]. При распределении аэрозольных частиц вида (5) конденсационный рост приводит к существенному увеличению концентрации частиц моды Айткена, увеличению потока легких ионов на аэрозольные частицы и аккумуляции объемных зарядов в сформировавшихся в этих условиях областях не-

однородной проводимости. Знак объемного заряда при этом определяется знаком вертикальной компоненты градиента проводимости. В частности, зарегистрированное 4 августа 2022 г. в период 16–18 UT на аэростатной платформе возрастание напряженности поля (рис. 10) происходило одновременно с понижением температуры, увеличением относительной влажности и концентрации аэрозольных частиц, в наибольшей степени субмикронных размеров. В это время плотность положительного объемного заряда выше 100 м увеличилась, ниже сформировался слой отрицательного объемного заряда, средняя плотность заряда в столбе атмосферы возросла.

На рис. 11 показаны высотные профили напряженности атмосферного электрического поля, зарегистрированные в наблюдениях с использованием привязного аэростата. Аналогичная электрическая стратификация с чередованием знака структур объемного заряда и соответствующим чередованием областей возрастания и убывания напряженности электрического поля характерна для грозовых облаков, однако плотность заряда в них может быть на два порядка больше [Williams, 1989; Stolzenburg and Marshall, 2008].

Примером другого типа электрических структур, которые можно определить как индуцированные турбулентностью конвективные и конвективно-сдвиговые электрические структуры, являются впервые обнаруженные при измерениях на самолете квазипериодические вариации градиента потенциала [Markson, 1975], ассоциируемые с проявлениями организованной конвекции в атмосферном электрическом поле. Указанный тип вариаций реализуется в результате дина-

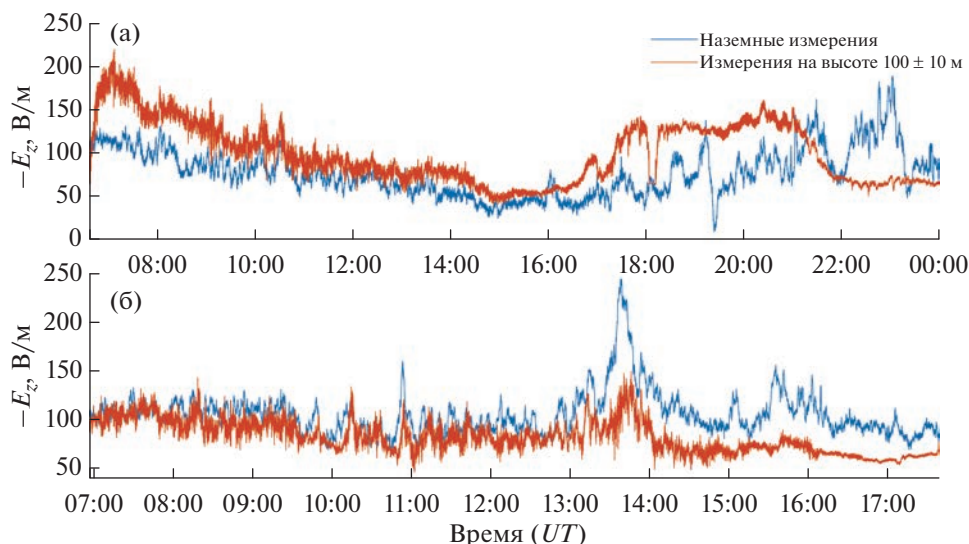


Рис. 10. Вариации напряженности атмосферного электрического поля на уровне земной поверхности и на высоте 100 м по данным 4 (а) и 15 (б) августа 2022 г, время UT.

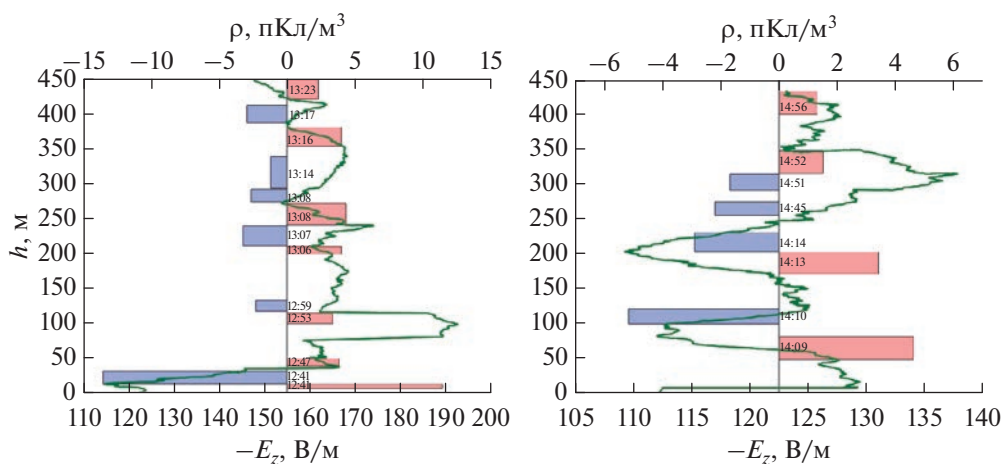


Рис. 11. Высотные профили напряженности атмосферного электрического поля и оценка соответствующей плотности заряда с меткой времени регистрации по данным 11 сентября 2019 г.

мического взаимодействия турбулентности и механизма разделения зарядов в приземном электродном слое, так же как и на неоднородностях электрической проводимости вследствие протекания через них атмосферного электрического тока. Возникающие при этом взаимодействия согласованные движения неоднородных распределений объемного заряда определяют анизотропный характер пространственных корреляционных и структурных функций флуктуаций атмосферного электрического поля [Anisimov et al., 2021b]. Механизм формирования ориентированных вдоль среднего направления ветра турбулентных структур объемного заряда в приземном слое атмосферы имеет сходство с механизмом формирования облачных улиц [Hinkelman et al., 2005], так как определяющими параметрами в обоих случаях являются величина сдвига скорости ветра и ин-

тенсивность конвекции. На рис. 12 показаны рассчитанные с использованием LES (large-eddy simulation) конвективного АПС на декартовой сетке 96^3 узлов с разрешением $40 \times 40 \times 20 \text{ м}^3$, где наименьший размер ребра ячейки соответствует вертикальному разрешению, вариации вертикальной компоненты градиента потенциала в трех точках вертикальной оси. Вариации напряженности электрического поля, создаются изменениями пространственного распределения объемного заряда, которые генерируются конвективными структурами. При этом, как показывают результаты численного моделирования, согласованность вариаций по высоте может распространяться на весь АПС или значительную его часть. Рассчитанный с помощью LES пример электрической стратификации, на фоне которой эволюционирует индуцированная турбулентностью электрическая струк-

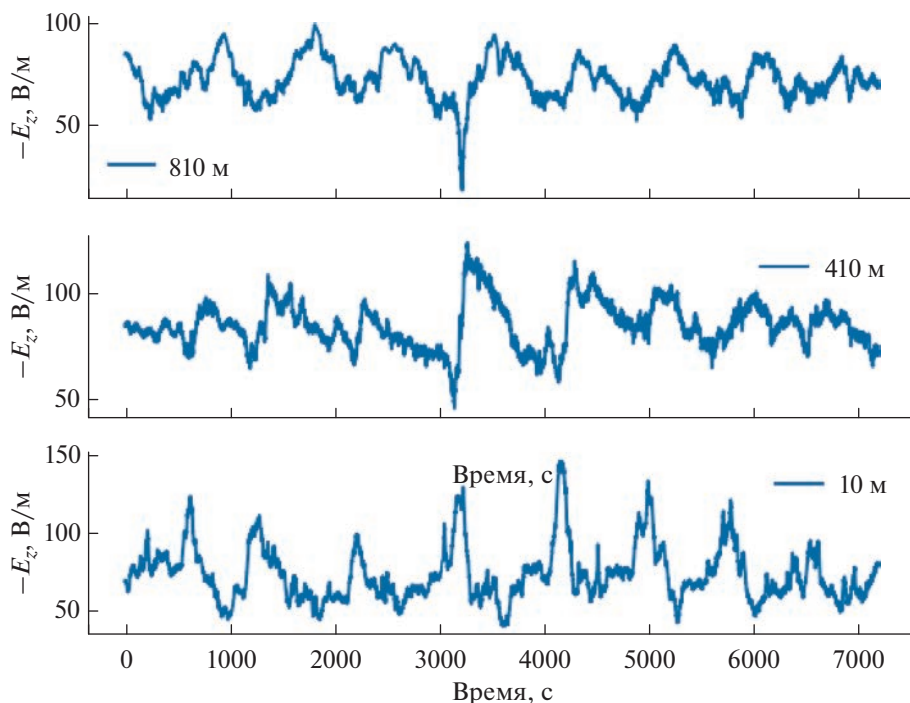


Рис. 12. Рассчитанные в численной модели вариации вертикальной компоненты градиента потенциала в трех точках вертикальной оси.

тура, показан на рис. 13. Слой отрицательного объемного заряда между высотами 10 и 30 м, на фоне которого развивается локализованное возмущение не претерпевает существенных изменений и соответствует долгоживущей электрической стратификации. В данном случае, как и в примере на рис. 10, можно видеть вариации, соответствующие крупномасштабному возмущению электрического поля, и вариации с меньшей интенсивностью, вывод о мере согласованности которых должен основываться на каком-либо количественном критерии, например величине коэффициента взаимной корреляции отрезков временного ряда заданной длины, сдвигаемых для поиска максимального значения коэффициента корреляции и временного лага, соответствующего этому значению.

ВЫВОДЫ

На основе результатов разнесенных наземных и высотных аэростатных наблюдений, а также численного моделирования проведен анализ высотных профилей и вариаций на различных высотах ОА радона, концентраций легких атмосферных ионов и напряженности атмосферного электрического поля, получены количественные оценки средних значений и вариабельности электрических переменных невозмущенного АПС над сушей средних широт. Коэффициент вариации суточного хода ОА радона у земной поверхности близок к 1, отклонения от средней ОА радона на высоте 100 ± 10 м имеют аperiodический характер и меньший коэф-

фициент вариации, чем у поверхности земли. На стадии развития конвекции плотность турбулентного потока радона в большей части АПС многократно превосходит плотность потока радона из грунта в атмосферу, имеет максимум вблизи верхней границы слоя конвективного перемешивания, уменьшаясь при увеличении его высоты.

В летнее время суточная периодичность концентраций легких ионов имеет выраженный характер с увеличением в ночное время и уменьшением в дневное время. Более высокая концентрация положительных легких ионов, чем отрицательных легких ионов у земной поверхности указывает на устойчивость полярности электродного эффекта по отношению к изменениям температурной стратификации АПС. Толщина электродного слоя в течение суток меняется, достигая максимального значения, составляющего несколько десятков метров в утреннее время и минимального значения, составляющего несколько метров в вечернее время. Концентрации легких ионов обеих полярностей достигают максимальных значений вблизи земной поверхности в утренние часы. На высоте 100 ± 10 м над поверхностью земли концентрация легких отрицательных ионов в среднем превышает концентрацию положительных ионов. Суммарная концентрация ионов в среднем за сутки на высоте 100 ± 10 м меньше, чем на высоте 1 м. В зимний период суммарная концентрация легких ионов вблизи накрытой снежным покровом земной поверхности меньше, чем в летнее время, нет

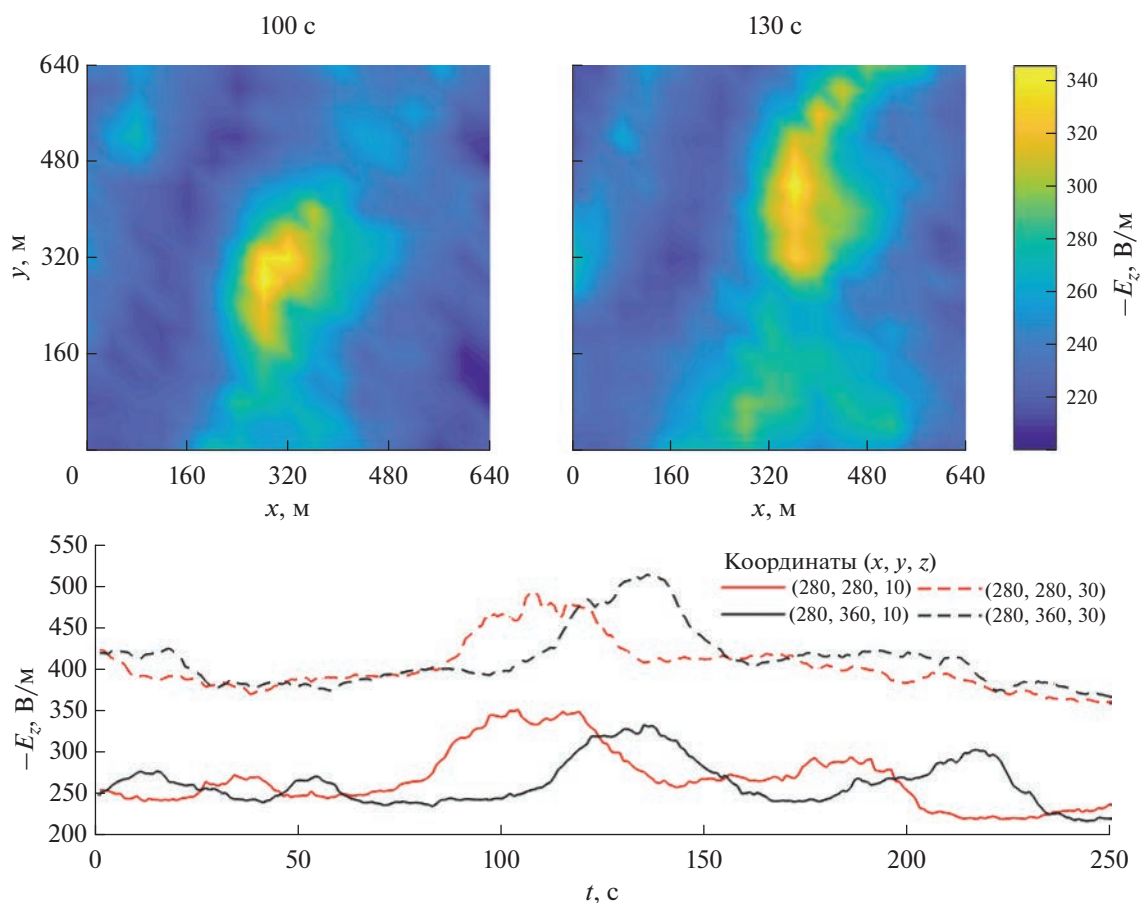


Рис. 13. Рассчитанные в численной модели структуры и соответствующие вариации напряженности электрического поля в четырех точках с указанными координатами.

заметного различия между концентрациями положительных и отрицательных легких ионов, периодическая суточная вариация концентраций не наблюдается.

Одноточечная плотность вероятности мгновенных значений, плотность вероятности временных приращений концентрации легких ионов и одновременная разность концентраций легких ионов в вертикально и горизонтально разнесенных точках на расстояние меньше интегрального масштаба, грубая оценка которого дает диапазон значений от одного метра до нескольких первых десятков метров, аппроксимируются в пределах погрешности измерений 4-параметрическим устойчивым или гладко усеченным устойчивым слабоасимметричным распределением, параметры которого зависят от высоты над уровнем земной поверхности, показывая меньшую перемежаемость флуктуаций концентраций ионов по сравнению с флуктуациями температуры. Расщепление корреляций флуктуаций концентрации легких ионов во времени происходит за время порядка нескольких секунд и аппроксимируется степенной зависимостью с показателем, который находится в диапазоне $-0.29 \dots -0.53$. В условиях устойчивой стратификации АПС по-

лярные проводимости вблизи земной поверхности приблизительно равны, и их отношение флуктуирует около 1.

В дневное время при неустойчивой стратификации АПС отношение полярных компонент проводимости имеет тенденцию к увеличению на высоте 1.3 м, на высоте 0.35 м наблюдается обратная тенденция, на верхней границе динамического подслоя различие полярных проводимостей в среднем больше, чем непосредственно у земной поверхности. В дневное время электрическое сопротивление столба атмосферы высотой 250 м флуктуирует в диапазоне $(5.5-8.5) \times 10^{16}$ Ом м², плотность атмосферного электрического тока находится вблизи значения 0.35 пА/м².

Спектральная плотность флуктуаций напряженности атмосферного электрического поля вблизи земной поверхности и на высоте 100 м в диапазоне периодов от 1 суток до 1 ч показывает приблизительно степенной характер спада с близким к $-4/3$ показателем. В средней суточной вариации напряженности атмосферного электрического поля регистрируются максимум, соответствующий унитарной вариации в 19 UT, и локаль-

ный максимум, связанный с изменением температурной стратификации АПС и установлением конвективного режима. Выделены два типа электрических структур в АПС, один из которых соответствует квазистационарной электрической стратификации чередующейся полярности, другой — индуцированным турбулентностью конвективным и конвективно-сдвиговым возмущениям плотности объемного заряда и электрического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-17-00053) и государственного задания ГО “Борок” ИФЗ РАН № FMWU-2022-0025.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Анисимов С.В., Галиченко С.В., Афиногенов К.В., Макрушин А.П., Шихова Н.М. Объемная активность радона и ионообразование в невозмущенной нижней атмосфере: наземные наблюдения и численное моделирование // Изв. РАН. Физика Земли. 2017. № 1. С. 155—170.
- Анисимов С.В., Афиногенов К.В., Галиченко С.В., Прохорчук А.А. Датчик концентрации легких атмосферных ионов для полевых натурных геофизических наблюдений // Сейсмические приборы. 2022а. Т. 58. № 3. С. 43—60.
- Анисимов С.В., Галиченко С.В., Афиногенов К.В., Прохорчук А.А. Глобальные и региональные составляющие электричества невозмущенной нижней атмосферы средних широт // Физика Земли. 2018. № 5. С. 104—114.
- Анисимов С.В., Галиченко С.В., Прохорчук А.А., Афиногенов К.В. Измерения плотности атмосферного электрического тока горизонтальной кольцевой пассивной антенной в приземном слое: электростатическое приближение // Изв. вузов. Радиофизика. 2022б. Т. 65. № 10, в печати.
- Анисимов С.В., Галиченко С.В., Шихова Н.М. Формирование электрически активных слоев в атмосфере с температурной инверсией // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 4. С. 442—452.
- Анисимов С.В., Галиченко С.В., Шихова Н.М., Афиногенов К.В. Электричество конвективного атмосферного пограничного слоя: натурные наблюдения и численное моделирование // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 4. С. 1—9.
- Анисимов С.В., Шихова Н.М. Фрактальные свойства аэроэлектрических пульсаций // Геофизические исследования. 2015. Т. 16. № 4. С. 28—45.
- Анисимов С.В., Шихова Н.М., Афиногенов К.В. Динамика электричества невозмущенной атмосферы средних широт: от наблюдений к скейлингу // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 11/12. С. 787—802.
- Зукав В.В., Яковлева В.С., Каратаев В.Д., Нагорский П.М. Ионизация приземной атмосферы излучением почвенных радионуклидов // Изв. Томского политехнического университета. 2010. Т. 317. № 2. С. 171—175.
- Смирнов В.В. Ионизация в тропосфере. С.-Пб.: Гидрометеопиздат. 1992. 312с.
- Anderson B., Markson R., Fairall C.W., Willett J.C. Aircraft investigation of electric charge flux over land and sea // 8th International Conf. Atmospheric Electricity. Uppsala, 1988. P. 782—787.
- Anisimov S.V., Galichenko S.V., Aphinogenov K.V., Prokhorchuk A.A. Evaluation of the atmospheric boundary-layer electrical variability // Boundary-Layer Meteorol. 2018. V. 167. P. 327—348.
- Anisimov S.V., Galichenko S.V., Aphinogenov K.V., Klimanova E.V., Kozmina A.S. Small air ion statistics near the earth's surface // Atmos. Res. 2022a. V. 267. 105913.
- Anisimov S.V., Galichenko S.V., Aphinogenov K.V., Klimanova E.V., Prokhorchuk A.A., Kozmina A.S., Guriev A.V. Mid-latitude convective boundary-layer electricity: A study by using a tethered balloon platform // Atmos. Res. 2021a. V. 250. 105355.
- Anisimov S.V., Galichenko S.V., Mareev E.A. Electrodynamical properties and height of atmospheric convective boundary layer // Atmos. Res. 2017. V. 194. P. 119—129.
- Anisimov S.V., Galichenko S.V., Prokhorchuk A.A., Aphinogenov K.V. Mid-latitude convective boundary-layer electricity: A study by large-eddy simulation // Atmos. Res. 2020. V. 244. 105035.
- Anisimov S.V., Galichenko S.V., Prokhorchuk A.A., Aphinogenov K.V. On the ratio of the components of the atmospheric electric current density in fair weather // IOP Conf. Ser. Earth Env. Sci. 2022b. V. 1040(1). 012026.
- Anisimov S.V., Galichenko S.V., Prokhorchuk A.A., Klimanova E.V. Statistics of variations in atmospheric electrical parameters based on a three-dimensional model and field observations // Atmos. Res. 2021b. V. 259. 105660.
- Anisimov S.V., Galichenko S.V., Shikhova N.M. Space charge and aroelectric flows in the exchange layer: An experimental and numerical study // Atm. Res. 2014. V. 135—136. P. 244—254.
- Chamberlain A.C. Radioactive Aerosols. Cambridge University Press. 1991. 255 p.
- Chitra N., Danalakshmi B., Supriya D., Vijayalakshmi I., Bala Sundar S., Sivasubramanian K., Baskaran R., Jose M.T. Study of radon and thoron exhalation from soil samples of different grain sizes // Appl. Rad. Isotopes. 2018. V. 133. P. 75—80.
- Dueñas C., Fernández M.C., Carretero J., Liger E., Pérez M. Release of ²²²Rn from some soils // Ann. Geophysicae. 1997. V. 15. P. 124—133.
- Granados-Muñoz M.J., Navas-Guzmán F., Bravo-Aranda J.A., Guerrero-Rascado J.L., Lyamani H., Valenzuela A., Titos G., Fernández-Gálvez J., Alados-Arboledas L. Hygroscopic growth of atmospheric aerosol particles based on active remote sensing and radiosounding measurements: selected cases in southeastern Spain // Atmos. Meas. Tech. 2015. V. 8. P. 705—718.
- Israelsson S., Tammet H. Variation of fair-weather atmospheric electricity at Marsta Observatory, Sweden, 1993—1998 // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2001. V. 63. P. 1693—1703.
- Jaenicke R. Problems of the distribution of the global aerosol // Russ. Chem. Rev. 1990. V. 59(10). P. 959—972.
- Harrison R.G. The Carnegie Curve // Surv. Geophys. 2013. V. 34. P. 209—232.
- Hassan N.M., Hosoda M., Ishikawa T., Sorimachi A., Sahoo S.K., Tokonami S., Fukushima M. Radon migration process and its influence factors; Review // Jpn. J. Health Phys. 2009. V. 44(2). P. 218—231.

- Hinkelman L.M., Stevens B., Evans K.F.* A large-eddy simulation study of anisotropy in fair-weather cumulus cloud fields // *J. Atmos. Sci.* 2005. V. 62. P. 2155–2171.
- Hoppel W.A., Anderson R.V., Willet J.C.* Atmospheric electricity in the planetary boundary layer / *Krider, E.P., Roble, R.G. (eds.), The Earth's electrical environment.* National. Academy Press, Washington, D.C., 1986. P. 149–165.
- Lee H.N., Larsen R.J.* Vertical diffusion in the lower atmosphere using aircraft measurements of ^{222}Rn // *J. App. Meteorol.* 1997. V. 36. P. 1262–1270.
- Madden R.A., Julian P.R.* Observations of the 40–50 day tropical oscillations – a review // *Mon. Weather Rev.* 1994. V. 122. P. 814–837.
- Markson R.* Atmospheric electrical detection of organized convection // *Science.* 1975. V. 188. P. 1171–1177.
- Nicoll K.A., Harrison R.G., Silva H.G., Salgado R., Melgao M., Bortoli D.* Electrical sensing of the dynamical structure of the planetary boundary layer // *Atmos. Res.* 2018. V. 202. P. 81–95.
- Parkinson W.C., Torrenson O.W.* The diurnal variation the electrical potential of the atmosphere over oceans // *Compt. Rend de l'Assemblee de Stockholm, 1930;* IUGG Sect. Terrest. Magn. Electr. Bull. V. 8. P. 340–345.
- Porstendorfer J.* Properties and behavior of radon and thoron and their decay products in the air // *J. Aerosol. Sci.* 1994. V. 25. № 2. P. 219–263.
- Tacza J., Nicoll K.A., Macotela E.* Periodicities in fair weather potential gradient data from multiple stations at different latitudes // *Atmos. Res.* 2022. V. 276. 106250.
- Sakoda A., Ishimori Y., Hanamoto K., Kataoka T., Kawabe A., Yamaoka K.* Experimental and modeling studies of grain size and moisture content effects on radon emanation // *Rad. Meas.* 2010. V. 45. P. 204–210.
- Stolzenburg M., Marshall T.C.* Charge structure and dynamics in thunderstorms // *Space Sci. Rev.* 2008. V. 137. P. 355–372.
- Sun K., Guo Q., Cheng J.* The effect of some soil characteristics on soil radon concentration and radon exhalation rate // *J. Nucl. Sci. Tech.* 2004. V. 41. № 11. P. 1113–1117.
- Usoskin I.G., Gladysheva O.G., Kovaltsov G.A.* Cosmic ray-induced ionization in the atmosphere: spatial and temporal changes // *J. Sol.-Terr. Phys.* 2004. V. 66. P. 1791–1796.
- Vargas A., Arnold D., Adame J.A., Grossi C., Hernández-Ceballos M.A., Bolivar J.P.* Analysis of the vertical radon structure at the Spanish “El Arenosillo” tower station // *J. Environ. Radioactivity.* 2015. V. 139. P. 1–17.
- Vinuesa J.-F., Galmarini S.* Characterization of the ^{222}Rn family turbulent transport in the convective atmospheric boundary layer // *Atmos. Chem. Phys.* 2007. V. 7. P. 697–712.
- Vinuesa J.-F., Basu S., Galmarini S.* The diurnal evolution of ^{222}Rn and its progeny in the atmospheric boundary layer during the WANGARA experiment // *Atmos. Chem. Phys.* 2007. V. 7. P. 5003–5019.
- Warhaft Z.* Passive scalars in turbulent flows // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2000. V. 32. P. 203–240.
- Willett J.C.* Fair weather electric charge transfer by convection in an unstable planetary boundary layer // *J. Geoph. Res.* 1979. V. 84. P. 703–718.
- Williams A.G., Zahorowski W., Chambers S., Griffiths A., Hacker J.M., Element A., Werczynsky S.* The vertical distribution of radon in clear and cloudy daytime terrestrial boundary layers // *J. Atmos. Sci.* 2011. V. 68. P. 155–174.
- Williams E.R.* The tripole structure of thunderstorms // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. № D11. P. 13151–13167.
- Zhang K., Feichter J., Kazil J., Wan H., Zhuo W., Griffiths A.D., Sartorius H., Zahorowski W., Ramonet M., Schmidt M., Yver C., Neubert R.E.M., Brunke E.-G.* Radon activity in the lower troposphere and its impact on ionization rate: a global estimate using different radon emissions // *Atmos. Chem. Phys.* 2011. V. 11. P. 7817–7838.

Electricity of the Undisturbed Atmospheric Boundary Layer of Middle Latitudes

S. V. Anisimov¹, K. V. Aphinogenov¹, S. V. Galichenko^{1, *}, A. A. Prokhorchuk¹,
E. V. Klimanova¹, A. S. Kozmina¹, and A. V. Guriev¹

¹*Borok Geophysical Observatory, Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Borok, 142, Yaroslavl oblast, 152742 Russia*

**e-mail: svga@borok.yar.ru*

The atmospheric boundary layer is the lowermost part of the atmosphere, the turbulent dynamics and electrodynamics of which are determined by the complex organization of processes in a dissipative environment with energy input from many sources. Regions of the atmosphere undisturbed by thunderstorms and precipitation are characterized by low-energy electrical processes, for the study of which requires a developed instrument base and knowledge of the methods of synchronous spaced high-precision measurements of several physical quantities. The paper presents the results of recent studies of electricity of the atmospheric boundary layer of mid-latitudes carried out using the measuring complex of Borok Geophysical Observatory IPE RAS and numerical modeling. Quantitative estimates of the average values and variability of small ion concentration, the corresponding components of electrical conductivity, and atmospheric electric field intensity are performed. Two types of electric structures formed by the electric current flow through a turbulent medium with inhomogeneous conductivity are defined.

Keywords: atmospheric boundary layer, geophysical observations, atmospheric electricity, atmospheric small ions, radon, statistical self-similarity, electrical structures

УДК 551.511.32+551.516.6

О МЕХАНИЗМЕ ОКИСЛЕНИЯ ДИОКСИДА СЕРЫ В ОБЛАЧНЫХ КАПЛЯХ

© 2023 г. А. Н. Ермаков^{a, **}, А. Е. Алоян^b, В. О. Арутюнян^b, Г. Б. Прончев^{a, *}

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

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

*e-mail: polclouds@yandex.ru

**e-mail: ezmakr2010@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.04.2023 г.

После доработки 25.05.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

В работе приводятся данные натурных экспериментов о динамике окисления SO_2 в облачных каплях. Наблюдаемое в экспериментах быстрое окисление SO_2 молекулярным кислородом отнесено в данной работе к каталитическому действию пары ионов марганца и железа в каплях. При этом неоднородное по спектру капель их действие, приписанное в экспериментах лишь выщелачиванию ионов этих металлов из крупных частиц грубодисперсного минерального аэрозоля, обусловлено также переходом реакции окисления в разветвленный режим. Полученные результаты указывают, что выявленный в облачных каплях разветвленный режим каталитического окисления SO_2 следует рассматривать в качестве нового и значимого источника сульфатов в атмосфере. С этим процессом необходимо считаться при рассмотрении как бюджета сульфатов в глобальной атмосфере, так и их влияния на климат.

Ключевые слова: атмосфера, облачные капли, изотопный состав, ионы марганца и железа, разветвленный режим реакции

DOI: 10.31857/S000235152305005X, **EDN:** PMVPGN

ВВЕДЕНИЕ

Сульфаты в глобальной атмосфере оказывают прямое и косвенное воздействие на радиационный режим атмосферы и климат [Kulmala et al., 2000; Andreae et al., 2005]. Более их половины образуется при окислении диоксида серы в атмосфере, в том числе в капельной фазе. Эти гетерофазные внутриоблачные реакции окисления диоксида серы играют важную роль в самоочищении атмосферы (кислотные дожди и др.) [Seinfeld and Pandis, 2016]. При этом образование сульфатов в каплях облаков связывается в основном с захватом из воздуха H_2O_2 и O_3 [Seinfeld and Pandis, 2016]. Наряду с этим рассматриваются и темновые (нефотохимические) механизмы образования сульфатов в каплях [Warneck et al., 1996; Zheng et al., 2015; Cheng et al., 2016; Wang et al., 2016; Xie et al., 2019]. В их числе мало изученные каталитические маршруты окисления SO_2 молекулярным кислородом в присутствии ионов переходных металлов (ПМ) [Alexander et al., 2009]. Вклад этих процессов в образование сульфатов в глобальной атмосфере остается, однако, не ясным. На их недооценку в глобальном распределении SO_2 в атмосфере сообщалось в [Feichter et al.,

1996, Fomba et al., 2013] и других работах. В [Berglen, 2004] с применением модели OsloCTM2 в противовес этому сообщалось, что время окисления SO_2 в каталитических процессах составляет около 50 суток, что указывает на незначительную их роль в атмосфере. В последние годы участились сообщения об эпизодах аномально быстрой наработки сульфатов, образующихся в каталитических процессах (десятки $\text{мкг м}^{-3} \text{ч}^{-1}$) в атмосферном аэрозоле [Zheng et al., 2015; Cheng et al., 2016; Wang et al., 2016; Xie et al., 2019]. В [Alexander et al., 2009] их образование в глобальной атмосфере рассматривалось с применением трехмерной модели GEOS-Chem, с использованием данных лабораторного моделирования по кинетике каталитических процессов в растворах (далее в bulk условиях/опытах). В качестве ионов ПМ в [Alexander et al., 2009] рассматривались наиболее активные в их ряду: ионы Mn^{2+} и Fe^{3+} [Coughanowr and Krause, 1965; Ibusuki and Takeuchi, 1987; Martin and Good, 1991; Grgić et al., 1991; Berglund et al., 1993]. Рассчитанные концентрации SO_2 и сульфатов в [Alexander et al., 2009] оказались, однако в разы выше в сравнении с данными мониторинга [Harris et al., 2013]. Подчеркнем, что и в GEOS-Chem, и в WRF-Chem [Wang et al., 2016; Grell et al.,

2005], а также в других атмосферных моделях механизм каталитических превращений SO_2 в каплях в явном виде не рассматривался. Вместо этого использовались полученные в bulk опытах при раздельном (w_{Mn} , w_{Fe}) или совместном ($w_{\text{Mn-Fe}}$, моль $\text{л}^{-1} \text{с}^{-1}$) нахождении ионов этих металлов эмпирические выражения для скоростей каталитических реакций [Ibusuki and Takeuchi, 1987]. Такой подход, позволивший сократить вычислительные ресурсы, встречает серьезные возражения [Ermakov and Purmal, 2002; Ермаков, 2022]. Из виду упускалась также возможность активации каталитического действия ионов ПМ захватом из воздуха H_2O_2 , а в дневное время радикалов OH , HO_2 или поглощения излучения Солнца [Warneck et al., 1996; Herrmann et al., 2000]. Цель данной работы — основываясь на результатах исследований авторов механизма каталитических реакций с участием ионов ПМ [Ermakov and Purmal, 2002; Ерёмин и др., 2017] и используя данные натурных экспериментов [Laj et al., 1997; Sedlak et al., 1997; Harris et al., 2013] выявить особенности динамики таких процессов в облачных каплях в атмосфере.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ

О доминирующем участии в окислении диоксида серы процессов в капельной фазе с участием пероксида водорода и озона (до $\approx 80\%$) свидетельствуют результаты 3D моделирования (OsloCTM2, NCAR CCM3, GLOMAP и др.) глобального распределения в атмосфере диоксида серы. Прямо на участие пероксида водорода (H_2O_2) в окислении диоксида серы в каплях облаков указывают данные кампании Great Dun Fell, UK [Laj et al., 1997; Sedlak et al., 1997]. В этих экспериментах сообщалось о корреляции между приростом нормированной на концентрацию трассера (ионы Na_{aq}^+) концентраций сульфатов и растворенной H_2O_2 . При этом отмечалась также изменчивость концентраций валентных форм ионов железа ($\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$) в каплях при колебаниях состава воздуха или изменении времени суток (уровня инсоляции), что косвенно говорит об участии ионов металла в каталитических превращениях SO_2 [Behra et al., 1990].

Непосредственно о причастности ионов ПМ к образованию сульфатов в атмосфере говорят данные контроля изотопного состава в них атомарного кислорода ($\Delta^{17}\text{O}$) в мало обводненных частицах аэрозоля (*deliquesced particles*) [McCabe et al., 2006]. Подтверждением служат и данные натурных опытов контроля изотопного состава атомов серы ($\Delta^{34}\text{S}$) в диоксиде серы и сульфатах в облачных каплях в фоновом районе в кампаниях Febuko и Hill Cap Cloud Thuringia (HCCT-2001 и

HCCT-2010) [Harris et al., 2013]. Ветры юго-западного направления в горах Тюрингского Леса, проходя через три метеостанции, пересекают горный хребет с юго-востока на северо-запад, что нередко сопровождается образованием орографических облаков над Schmücke (937 м над уровнем моря). При этом наветренная станция Goldlauter (605 м над уровнем моря) располагается примерно в 3 км к юго-западу от станции Schmücke, а подветренная станция Gehlberg (732 м над уровнем моря) — примерно в 3 км к северо-востоку от Schmücke. Пробы для анализа изотопов серы в HCCT-2010 отбирались как для случаев возникновения облаков, так и в безоблачный период. Данные HCCT-2010 прямо указали, что в отдельных эпизодах основная часть сульфатов в каплях облаков образуется именно с участием ПМ.

Отметим, что контроль изотопного состава реагентов и продуктов с целью выявления природы маршрутов образования сульфатов в атмосфере имеет историю. Так, в [Gröner and Hoppe, 2006; Winterholler, 2008] сообщалось о различиях содержания ^{34}S в SO_2 и сульфатах в воздухе, свидетельствующих о фракционировании изотопов при конверсии: $\text{SO}_2 \rightarrow \text{SO}_4^{2-}$ в атмосфере. Эти различия прослеживаются при сравнении данных об изотопном составе диоксида серы и сульфатов, как в фоновых, так и в урбанизованных районах. Фракционирование изотопов при конверсии $\text{SO}_2 \rightarrow \text{SO}_4^{2-}$ наблюдается и по данным лабораторных опытов. Так, при окислении SO_2 в растворах, содержащих H_2O_2 или O_3 , наблюдается обогащение сульфата изотопом ^{34}S , а изотопный состав диоксида серы, прошедшего через раствор, напротив, обогащается легким изотопом ^{32}S . В отличие от этого при окислении SO_2 молекулярным кислородом наблюдается образование сульфатов, обедненных изотопом ^{34}S [Harris et al., 2012a]. При этом SO_2 обогащается изотопом ^{34}S , что позволяет дифференцировать каналы окисления диоксида серы и в каплях облаков. При $T \approx 293 \text{ K}$, например, найденные в лабораторных условиях величины изменений соотношения содержания тяжелого ^{34}S и легкого ^{32}S изотопов ($\Delta^{34}\text{S}$) при окислении диоксида серы H_2O_2 , O_3 , а также молекулярным кислородом составили по данным [Harris et al., 2012a], соответственно: $\alpha_{\text{aq-H}_2\text{O}_2} \approx \alpha_{\text{aq-O}_3} = 1.0167$ и $\alpha_{\text{aq-R}} = 0.9894$. Здесь R служит обозначением процесса окисления SO_2 молекулярным кислородом с участием свободных радикалов (R).

ДАнные МОНИТОРИНГА И ИХ АНАЛИЗ

H_2O_2 и O_3 в окислении диоксида серы

Наблюдение $\Delta^{34}\text{S}$ при прохождении примесью SO_2 ($\approx 0.1 \text{ ppb}$) облака с наветренной к подветрен-

ной стороне показало, что участие H_2O_2 и O_3 в окислении диоксида серы доминируют лишь в первом (ночном) эпизоде [Harris et al., 2013]. Во втором ночном (FCE 11.2) и третьем (FCE 11.3), сочетающем ночь и день эпизодах, данные контроля $\Delta^{34}\text{S}$ в диоксиде серы свидетельствуют об определяющем участии молекулярного кислорода в окислении примеси SO_2 [Harris et al., 2013]. Ниже нами рассматриваются данные ночного эпизода (FCE 11.2). Их выбор исключает из рассмотрения влияние на глубину окисления SO_2 процессов захвата из газа дневных радикалов OH , а также их генерации при фотолизе в каплях H_2O_2 и др.

Усредненное по времени (≈ 7 ч) изменение изотопного состава атомов серы в прошедшей ($_{\text{dw}}$) через облако примеси диоксида серы при $T \approx 280$ К и близкой к 100% относительной влажности воздуха с поправкой на разбавление воздушных масс между точками контроля (опыты с трассером SF_6) составило $\Delta^{34}\text{S}_{\text{dw}} = 0.04558$. В то же время контроль $\Delta^{34}\text{S}$ в диоксиде серы приходящем с наветренной стороны ($_{\text{upw}}$) дает: $\Delta^{34}\text{S}_{\text{upw}} = 0.044$. Налицо обогащение тяжелым изотопом ^{34}S в прошедшей через облако доле примеси диоксида серы [McCabe et al., 2006; Alexander et al., 2009], которое свидетельствует об участии в окислении SO_2 в каплях молекулярного кислорода. Действительно, ожидаемое изменение $\Delta^{34}\text{S}$ в тех же условиях при окислении диоксида серы пероксидом водорода (≈ 0.01 ppb [Harris et al., 2013]) сопровождалось бы: $\Delta^{34}\text{S}_{\text{dw}, \text{H}_2\text{O}_2} = \Delta^{34}\text{S}_{\text{upw}} \exp((\alpha_{\text{H}_2\text{O}_2} - 1) \ln(f)) = 0.04257$ [McCabe et al., 2006; Alexander et al., 2009], что ниже, чем в приходящем SO_2 с наветренной стороны. Сравнение $\Delta^{34}\text{S}_{\text{dw}}$ и $\Delta^{34}\text{S}_{\text{dw}, \text{H}_2\text{O}_2}$ свидетельствует о практическом неучастии пероксида водорода в окислении диоксида серы в ночном эпизоде FCE 11.2. При этом причины “инертности” H_2O_2 в эпизоде FCE 11.2 остаются, однако неясными, в виду высокой растворимости пероксида водорода и его выраженной реакционной способности в отношении компонентов растворенного в каплях SO_2 [Herrmann et al., 2000]. Не участвует в окислении SO_2 в данном эпизоде и захватываемый из воздуха озон. Причинами служат низкие концентрации активного в отношении озона компонента растворенного диоксида серы – аниона SO_3^{2-} при $\text{pH} \approx 3.8$, а также невысокая растворимость O_3 [Herrmann et al., 2000]. Подытоживая, можно утверждать, что регистрируемая по изменению изотопного состава конверсия диоксида серы в каплях ночного облака (FCE-11.2) осуществляется исключительно молекулярным кислородом и при участии в процессе свободных радикалов.

Несущественная роль NO_3

Наряду с генерацией последних в процессах с участием ионов железа и компонентов растворенного SO_2 [van Eldik et al., 1992], следует считаться также с захватом каплями “ночных” радикалов NO_3 и газовых молекул H_2O_2 . Невысокая реакционная способность NO_3 в отношении SO_2 , CO , H_2S и др. отличает их от дневных радикалов OH . В ночное время $[\text{NO}_3]$ даже над фоновой местностью может достигать на два-три порядка больших значений, чем $[\text{OH}]$ в дневное время ($\approx 2 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ [Mauldin et al., 1997; Herrmann et al., 2000]). Реакция переноса электрона от HSO_3^- (компонента растворенного SO_2) к NO_3 ($\text{NO}_3 + \text{HSO}_3^- \rightarrow \text{NO}_3^- + \text{SO}_3^- + \text{H}^+$) [Бердников и Бажин, 1970], напротив, быстра, что говорит о потенциально быстром инициировании в каплях. Для оценки участия NO_3 в этом процессе необходимо считаться, однако, с конкуренцией образования/расходования NO_3 в газе и процессом их увода в капельную фазу. Ключевой является конкуренция процессов распада частиц $\text{N}_2\text{O}_{5(\text{g})}$ ($\text{N}_2\text{O}_{5(\text{g})} + \text{M} \rightarrow \text{NO}_{3(\text{g})} + \text{NO}_{2(\text{g})}$, τ_p) и их растворения ($\tau_{\text{рас}}$) завершающегося быстрым гидролизом: $\text{N}_2\text{O}_{5(\text{aq})} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NO}_{2(\text{aq})}^- + \text{NO}_{3(\text{aq})}^- + 2\text{H}^+_{(\text{aq})}$. Здесь $_{(\text{g})}$ и $_{(\text{aq})}$ указывает на принадлежность рассматриваемых компонентов к газовой и конденсированной фазам. Для капель малых размеров, преобладающим оказывается растворение $\text{N}_2\text{O}_{5(\text{g})}$, т.е. “бесполезная” гибель $\text{NO}_{3(\text{g})}$. Критическим является размер капель: $r_{\text{кр}} \geq 3\alpha\varpi L/4\tau_{\text{рас}} \geq 4$ мкм. Здесь α – коэффициент аккомодации (3.7×10^{-3} [Herrmann et al., 2000]), ϖ – средняя тепловая скорость молекул $\text{N}_2\text{O}_{5(\text{g})}$, см/с, а L – объемное содержание капельной влаги в воздухе $\text{см}^3(\text{aq})/\text{см}^3(\text{gas})$. Отметим в этой связи, что изучение проб ядер конденсации и капельной влаги в облаке с использованием сканирующей электронной микроскопии (scanning electron microscopy), масс-спектрометрии вторичных ионов нанометрового размера (nanoscale secondary ion mass spectrometry) и других методов в [Harris et al., 2013] показало, что каталитическое окисление протекает исключительно на обводненных частицах грубодисперсного минерального аэрозоля естественного происхождения. Эти частицы, как, оказалось, служат источниками ионов ПМ в каплях в эпизоде FCE-11.2, что подтвердили результаты и недавних независимых наблюдений их выщелачивания [Harris et al., 2012b]. Поскольку, однако, доля содержания капельной влаги на этих частицах (≥ 3 мкм) не превышает 1% общей водности облака [Harris et al., 2013] (см. сплошную линию 1 на рис. 1), то ролью NO_3 в инициировании каталитической реакции окисления SO_2 можно, по-видимому, пренебречь.

*Решающая роль молекулярного кислорода
в образовании сульфатов*

В ускорении каталитической конверсии $\text{SO}_2 \rightarrow \text{SO}_4^{2-}$ в облаке могут участвовать и захваченные из воздуха молекулы пероксида водорода, что также способствует росту скорости инициирования каталитической реакции ($\text{H}_2\text{O}_2 + \text{Fe}^{2+} \rightarrow \text{OH}$ [Herrmann et al., 2000]). Однако данные наших расчетов с использованием редуцированного (укороченного) механизма (модель CHEMWG [Laj et al., 1997]) этого предположения не подтвердили. Их результаты показали, что большая часть H_2O_2 в каплях расходуется в реакции с компонентами растворенного SO_2 , а основным каналом генерации радикалов выступает реакция $\text{HSO}_5^- + \text{Fe}^{2+} \rightarrow \text{SO}_4^{\cdot -}$ ((9), см. табл. 1) [Herrmann et al., 2000]. Этот результат согласуется и с данными независимых расчетов динамики атмосферных химических реакций в фоновой местности [Tilgner et al., 2013] с использованием полного механизма CAPRAM 3.0i, но противоречит приводимым выше данным о неучастии H_2O_2 в окислении SO_2 в FCE-11.2 [Harris et al., 2013]. Подытоживая, приходим к выводу о решающей роли в образовании сульфатов в ночном эпизоде FCE-11.2 реакций радикалов и молекулярного кислорода в каплях и корректности использования величины α_{aq_R} для расчетов $\Delta^{34}\text{S}$. Возвращаясь к приросту $\Delta^{34}\text{S}$ в диоксиде серы, наблюдавшемуся в данном эпизоде FCE-11.2, будем иметь $\Delta^{34}\text{S}_{\text{dw}_R} = \Delta^{34}\text{S}_{\text{upw}} \times \exp((\alpha_{\text{aq}_\text{Fe}} - 1)\ln(f)) = 0.045$. Здесь по данным [Harris et al., 2012a] принято, что $\alpha_{\text{aq}_R} = \alpha_{\text{aq}_\text{Fe}} = 0.9894$, а $f = 0.13$ [Harris et al., 2013]. Рассчитанная здесь величина $\Delta^{34}\text{S}_{\text{dw}_R}$ находится в неплохом согласии с данными натурных измерений (0.0458) и свидетельствует о близкой к 100% конверсии $\text{SO}_2 \rightarrow \text{SO}_4^{2-}$ в облаке по каталитическому маршруту с участием молекулярного кислорода и ионов переходных металлов.

Оценки скорости жидкофазного окисления

Выше подчеркивалось, что доля влаги, в которой протекает каталитическая реакция, на обводненных частицах грубодисперсного минерального аэрозоля не превышает 1% (см. сплошную линию на рис. 1). Это значит, что процесс окисления SO_2 на этих частицах должен осуществляться очень быстро, что подтверждает, казалось, сообщавшееся в [Harris et al., 2013] значение величины коэффициента реакционного захвата каплями SO_2 ($\gamma_{\text{SO}_2} = 0.1$). Для скорости каталитической реакции в расчете на газовую фазу по этим данным будем иметь: $W_{\text{S(VI)}_{\text{атм}}} = \gamma_{\text{SO}_2} [\text{SO}_2] \bar{\omega}_{\text{SO}_2} 3L/4r$, где r — радиус обводненных частиц, а $\bar{\omega}_{\text{SO}_2}$ — средняя скорость мо-

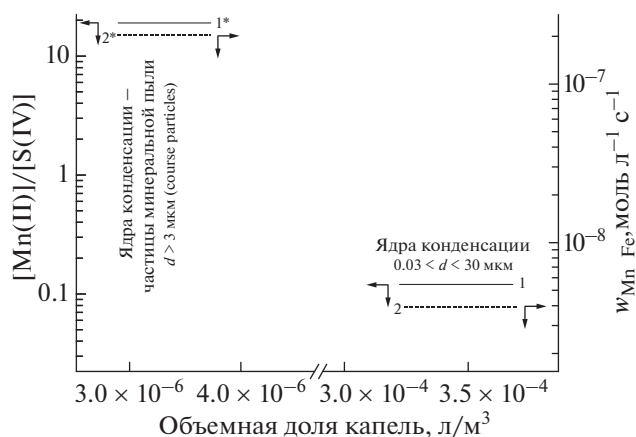


Рис. 1. Влияние объемной доли влаги в частицах орographicического облака при $\text{pH} \approx 3.8$, $T = 280 \text{ K}$ и $P_{\text{SO}_2} \approx 0.1 \text{ ppb}$ (кампания HCCT-2010) на соотношение концентраций ионов Mn^{2+} и S(IV) (ось слева) и скорость каталитической реакции $w_{\text{Mn_Fe}}$ окисления диоксида серы в каплях (ось справа).

лекул SO_2 , см/с. Здесь $\text{S(IV)} \approx \text{SO}_{2(\text{aq})} + \text{HSO}_3^-$ — суммарное содержание (моль/л) компонентов растворенного диоксида серы при $\text{pH} \approx 3.8$. Принимая по данным этой публикации $r \approx 5 \text{ мкм}$ и $L \approx 4 \times 10^{-9} (4 \times 10^{-9} \text{ м}^3 (\text{aq})/\text{м}^3 \text{ воздуха})$, находим: $L/r \approx 8 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ и $W_{\text{S(VI)}_{\text{атм}}} \approx 10^8 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Для времени жизни SO_2 в атмосфере в отношении реакционного захвата каплями будем иметь: $\tau_{\text{SO}_2} = [\text{SO}_2]/W_{\text{S(VI)}_{\text{атм}}} \approx 70 \text{ с}$. Рассчитанная таким образом величина τ_{SO_2} указывает на экстремально высокую активность ионов Mn/Fe , но оказывается $\approx$ на 4 порядка меньшей, чем заимствованная выше из [Berglen et al., 2004]. Для скорости реакции в капельной фазе по данным о γ_{SO_2} [Harris et al., 2013] будем иметь: $w_{\text{S(VI)}_{\text{атм_aq}}} = W_{\text{S(VI)}_{\text{атм}}} 10^6/N_a L \times 10^3 \approx 7 \times 10^{-5} \text{ моль л}^{-1} \text{ с}^{-1}$, где N_a — число Авогадро, а 10^6 и 10^3 — размерные коэффициенты $\text{см}^3/\text{м}^3$ и $\text{л}/\text{м}^3$. Столь высокая скорость жидкофазного окисления при относительно невысоких концентрациях Mn/Fe и низком содержании SO_2 вызывает сомнения. Ниже приводится расчет величины $w_{\text{S(VI)}_{\text{атм_aq}}}$, опирающийся на результаты прямых опытов по динамике каталитической реакции в bulk условиях. С этой целью воспользуемся известным выражением для скорости каталитической реакции: $w_{\text{Mn_Fe}} = k_{\text{Mn_Fe}} [\text{S(IV)}]$ [Ibusuki and Takeuchi, 1987]. Здесь $k_{\text{Mn_Fe}} = 3.7 \times 10^7 [\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}]/(10^{-\text{pH}})^{-0.74} \text{ с}^{-1}$ — наблюдаемая константа скорости реакции. Концентрации ионов Mn/Fe в каплях найдем по данным об усредненном их содержании по эпизоду: 0.24 и 4 нг/м³, соответственно. Содержание капельной влаги на крупных частицах в соответствии с [Harris et al., 2013] примем равным 1% от общего его содержания ($3.7 \times 10^{-4} \text{ см}^3/\text{м}^3$), т.е.

Таблица 1. Механизм катализа ионами марганца окисления сульфита ($\mu \approx 0$)

№	Реакция	Константа скорости, л моль ⁻¹ с ⁻¹
1	$\text{Fe}(\text{OH})\text{SO}_3\text{H}^+ \rightarrow \text{Fe}^{2+} + \text{SO}_3^- + \text{H}_2\text{O}$	*0.2
2	$\text{SO}_3^- + \text{O}_2 \rightarrow \text{SO}_5^-$	2.5×10^9
3a	$\text{SO}_5^- + \text{HSO}_3^- \rightarrow \text{HSO}_5^- + \text{SO}_3^-$	3.4×10^3
3b	$\text{SO}_5^- + \text{HSO}_3^- \rightarrow \text{SO}_4^{2-} + \text{SO}_4^- + \text{H}^+$	2×10^2
4	$\text{SO}_4^- + \text{HSO}_3^- \rightarrow \text{SO}_4^{2-} + \text{SO}_3^- + \text{H}^+$	7.5×10^8
5a	$\text{SO}_5^- + \text{SO}_5^- \rightarrow \text{SO}_4^- + \text{SO}_4^- + \text{O}_2$	8.7×10^7
5b	$\text{SO}_5^- + \text{SO}_5^- \rightarrow \text{S}_2\text{O}_8^{2-} + \text{O}_2$	1.3×10^7
6	$\text{HSO}_5^- + \text{HSO}_3^- + \text{H}^+ \rightarrow 2\text{SO}_4^{2-} + 3\text{H}^+$	**10 ⁷
7	$\text{Fe}^{2+} + \text{SO}_5^- \xrightarrow{\text{H}^+} \text{Fe}^{3+} + \text{HSO}_5^-$	3.2×10^6
8	$\text{Fe}^{2+} + \text{SO}_4^- \rightarrow \text{Fe}^{3+} + \text{SO}_4^{2-}$	3.0×10^8
9	$\text{Fe}^{2+} + \text{HSO}_5^- \rightarrow \text{Fe}^{3+} + \text{SO}_4^- + \text{OH}^-$	3.5×10^4
10	$\text{Mn}^{2+} + \text{SO}_5^- \xrightarrow{\text{H}^+} \text{***Mn(III)} + \text{HSO}_5^-$	10 ⁸
11a	$\text{Mn(III)} + \text{****SO}_{2(\text{aq})} \rightarrow \text{Mn}^{2+} + \text{SO}_3^- + \text{H}_2\text{O} + \text{H}^+$	$\approx 3 \times 10^5$
11b	$\text{Mn(III)} + \text{HSO}_3^- \rightarrow \text{Mn}^{2+} + \text{SO}_3^- + \text{H}_2\text{O}$	$\approx 10^6$
12	$\text{Mn(III)} + \text{SO}_5^- \xrightarrow{\text{H}^+} \text{Mn(IV)} + \text{HSO}_5^-$	$\approx 10^8$
13	$\text{Mn(III)} + \text{Mn(III)} \rightarrow \text{Mn}^{2+} + \text{Mn(IV)}$	$\approx 10^5$
14	$\text{Mn}^{2+} + \text{HSO}_5^- \rightarrow \text{Mn(III)} + \text{SO}_4^-$	≈ 15
15	$\text{Mn}^{2+} + \text{SO}_4^- \rightarrow \text{Mn(III)} + \text{SO}_4^{2-}$	2×10^7

* Константа скорости 1-го порядка.

** Константа скорости 3-го порядка.

*** MnOH^{2+} .**** H_2SO_3 .

$\approx 4 \times 10^{-6}$ л/м³ (см. рис. 1). При $T \approx 280$ К и pH ≈ 3.8 (≤ 4.2 [Ibusuki and Takeuchi, 1987]) будем иметь отсюда: $k_{\text{Mn-Fe}} \approx 3 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹ и $w_{\text{Mn-Fe}} = k_{\text{Mn-Fe}} [\text{S(IV)}] \approx 3 \times 10^{-9}$ моль л⁻¹ с⁻¹. Рассчитанная по данным bulk опытов величина $w_{\text{Mn-Fe}}$ в пересчете на газовую фазу намного уступает приводимой выше $W_{\text{S(VI)-атм.}}$, что ставит под сомнение не только значение реакционного коэффициента захвата SO_2 [Harris et al., 2013]. Полученная нами величина $w_{\text{Mn-Fe}}$ хотя и превышает скорость окисления SO_2 с участием пероксида водорода: $w_{\text{H}_2\text{O}_2} = k_{\text{H}_2\text{O}_2} [\text{H}_2\text{O}_2] [\text{HSO}_3^-] \approx 10^{-9}$ моль л⁻¹ с⁻¹, но вопреки сказанному в [Harris et al., 2013] говорит о потенциально значимом участии пероксида водорода в окислении HSO_3^- в этом эпизоде. Здесь $k_{\text{H}_2\text{O}_2} =$

$= 7.45 \times 10^7 \times 10^{-\text{pH}}$ л моль⁻¹ с⁻¹ — константа скорости реакции $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{HSO}_3^-$ [Betterson and Hoffman, 1988] в выражении для $w_{\text{H}_2\text{O}_2}$, а $[\text{H}_2\text{O}_2]$ и $[\text{HSO}_3^-]$ — концентрации пероксида водорода и компонента растворенного SO_2 в каплях облака.

Влияние других переходных металлов

Обсуждаемые противоречия между каталитической активностью ионов Mn/Fe по данным контроля глубины окисления по $\Delta^{34}\text{S}$ и результатам исследований кинетики реакции в bulk условиях удалось в [Harris et al., 2013] снять привлекая к рассмотрению каталитические реакции окисления SO_2 с участием ионов других обнаруживае-

мых в облачных каплях ПМ (Cu^{2+} , Ni^{2+} , Zn^{2+} , Ti , V , Cr). Таким образом, удалось “связать” до ~60% окисляемого в облаке диоксида серы. Для скорости каталитического процесса с участием этих ионов ПМ будем иметь: $w_{\text{ПМ}} = 0.6 w_{\text{S(VI)}_{\text{атм.}_{\text{aq}}} \approx 4 \times 10^{-5}$ моль $\text{л}^{-1}\text{с}^{-1}$. Отсюда для наблюдаемой константы скорости процесса находим: $k_{\text{набл}} = w_{\text{ПМ}}/[\text{HSO}_3^-] \approx 400 \text{ с}^{-1}$, а для квадрата суммы произведений концентраций ионов ПМ в выражении для $w_{\text{ПМ}}$ будем иметь: $(\Sigma[\text{ПМ}])^2 = k_{\text{набл}}/(3.7 \times 10^7 (10^{-\text{pH}})^{-0.74}) \approx 2 \times 10^{-8}$ моль²/л². Принимая во внимание содержание капельной фазы на крупных частицах [Harris et al., 2013] и найденную нами величину $(\Sigma[\text{ПМ}])^2$ приходим к выводу, что общее содержание ПМ в атмосфере на два порядка превосходит их аналитически определенное значение (≈ 6 нг/м³). Отметим, что в оценках $(\Sigma[\text{ПМ}])^2$ использовалось значение $k_{\text{Mn-Fe}}$ при $T = 298$ К. При $T = 280$ К, отвечающей условиям натурных экспериментах, значение этой константы скорости снижается почти на порядок величины. Сомнение вызывает и само использование для расчетов $w_{\text{ПМ}}$ выражения для $w_{\text{Mn-Fe}}$. Укажем в этой связи, что наблюдаемый катализ окисления растворов диоксида серы ионами Ni(II) и V(II) , например, по данным [Brandt and Elding, 1998], всецело обусловлен загрязненностью препаратов никеля и ванадия примесями железа. При этом эффект добавок ионов меди в данной реакции в заметной мере проявляет себя лишь в гораздо менее кислых растворах (pH 6) [Grgić et al., 1991]. Катализ же ионами Cr при рассматриваемых значениях pH (≈ 3.8) также невозможен [Brandt and Elding, 1998].

Эффект усиления парного действия ионов Mn/Fe

С чем на самом деле связано рассматриваемое здесь расхождение данных натурных экспериментов о динамике конверсии $\text{SO}_2 \rightarrow \text{SO}_4^{2-}$ по $\Delta^{34}\text{S}$ с результатами опытов по кинетике каталитической реакции с участием ионов Mn/Fe в bulk условиях [Ibusuki and Takeuchi, 1987; Martin and Good, 1991]? Причиной выступает недостаток знаний о механизме каталитического действия пары этих ионов и, как результат, некорректное применение заимствованного из литературы [Ibusuki and Takeuchi, 1987] выражения для $w_{\text{Mn-Fe}}$ при расчетах скорости окисления SO_2 в капельной фазе облака. Рассмотрение нами механизма действия этих ионов металлов показало, что эффект усиления их парного действия (синергизм) связан с усилением ионами марганца каталитического действия ионов железа [Ermakov and Purmal, 2002, Ерёмкина и др., 2017]. При этом кажущаяся активность не активных самих по себе ионов марганца [Ermakov and Purmal, 2002] обусловлена

ускорением медленных стадий продолжения цепи (3а, 3б), см. табл. 1, а также смещением распределения ионов примесного железа по зарядовым формам ($[\text{Fe(III)}]/[\text{Fe(II)}]$) в пользу каталитически активной формы Fe(III) — участника инициирования реакции (см. реакцию (1) в табл. 1).

В рамках механизма каталитического процесса с участием ионов Mn/Fe , приведенного в табл. 1, в [Ermakov and Purmal, 2002, Ерёмкина и др., 2017] удалось достигнуть количественного согласия почти всех имеющихся опытных данных по физическому моделированию каталитического окисления диоксида серы в bulk опытах в присутствии ионов железа и марганца. Необъяснимыми оставались, однако, результаты новых экспериментов по лабораторному моделированию динамики каталитической реакции в увлажненных аэрозольных частицах (*deliquesced aerosol particles*), проведенных в смоговых камерах (smog chambers) и указавших на аномально высокие $W_{\text{S(VI)}_{\text{атм.}}}$ [Wang et al., 2016, Liu et al, 2020; Zhang et al., 2021]. Важной особенностью этих опытов является большой избыток ионов марганца над содержанием в каплях S(IV) ($\alpha = [\text{Mn}^{2+}]/[\text{S(IV)}] \gg 1$). В экспериментах [Zhang et al., 2021], например, опыты при $\text{pH} \leq 1.5$ проводились при $\alpha \approx 10^6$.

Разветвленный режим катализа

Недавно в [Ermakov и др., 2023] нами сообщалось о новом (разветвленном) режиме катализа ионами марганца окисления S(IV) , реализующемся в условиях избытка ионов металла над S(IV) . Определяющую роль в динамике процесса в этом режиме, как оказалось, играет разветвление цепей с участием ионов марганца и нарабатываемого по ходу реакции промежуточного продукта — HSO_5^- (см. реакцию (14) в табл. 1).

Взамен утрачиваемого в реакции разветвления одного активного центра HSO_5^- возникает два новых переносчика цепи: Mn(III) и SO_4^- . Вызванный этим рост скорости их генерации сопровождается увеличением концентраций переносчиков цепи и HSO_5^- , а вместе с этим и подъем $w_{\text{Mn-Fe}}$. С расходом HSO_5^- в разветвлении цепей конкурирует параллельная реакция: $\text{HSO}_5^- + \text{HSO}_3^- + \text{H}^+ \rightarrow 2\text{HSO}_4^- + \text{H}^+$ (см. реакцию (6) в табл. 1).

В условиях преобладания первой из них ($\alpha \gg 1$ и $\text{pH} > 3$) процесс окисления SO_2 переходит в разветвленный режим, что сопровождается наблюдаемым в опытах [Wang et al., 2016, Liu et al, 2020; Zhang et al., 2021] подъемом $w_{\text{Mn-Fe}}$ с ростом $[\text{Mn}^{2+}]$ и pH. Напротив, при преимущественном протекании реакции (6), т.е. в условиях низких α

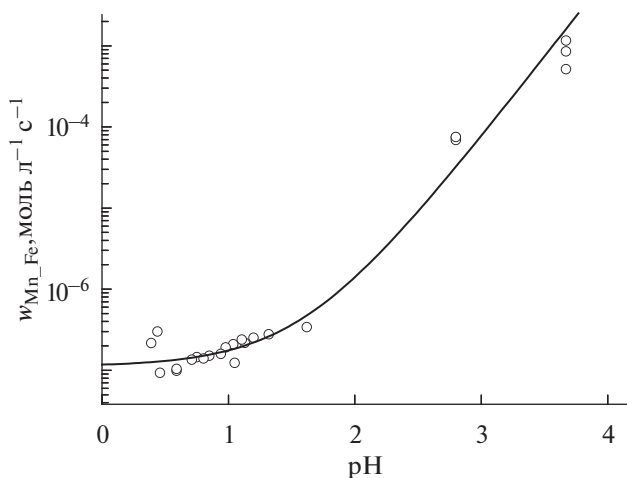


Рис. 2. Зависимость скорости реакции $w_{\text{Mn_Fe}}$ окисления диоксида серы от pH приведенная к единым концентрационным условиям ($T = 298 \text{ K}$, $\mu \approx 5 \text{ моль/л}$ и $L \approx 3 \times 10^{-10}$ ($\approx 300 \text{ мкг/м}^3$), $P_{\text{SO}_2} = 40 \text{ ppb}$, концентрация ионов марганца 40 нг/м^3), по данным работ [Wang et al., 2016, Liu et al., 2020; Zhang et al., 2021], см. точки. Сплошная кривая — расчетные данные.

и малых pH, разветвление цепей $\text{HSO}_5^- + \text{Mn}^{2+}$ оказывается подавленным. В результате, вместо роста $w_{\text{Mn_Fe}}$ с увеличением $[\text{Mn}^{2+}]$ наблюдавшегося в [Wang et al., 2016, Liu et al., 2020; Zhang et al., 2021] в опытах, проведенных в смоговых камерах и в bulk экспериментах при $\alpha \leq 1$ и низких pH (≤ 3) наблюдается постоянство $w_{\text{Mn_Fe}}$ с ростом концентрации ионов марганца [Coughanowr and Krause, 1965; Berglund et al., 1993]. Подытоживая, приходим к заключению, что переход каталитической реакции в разветвленный режим регулируется кислотностью капель и соотношением в них концентраций ионов Mn и S(IV). При этом переход в разветвленный режим с ростом pH требует все более низких α [Ермаков и др., 2023], что связано со спадом скорости реакции $\text{HSO}_5^- + \text{HSO}_3^- + \text{H}^+ \rightarrow$ с уменьшением кислотности капель.

Роль избытка ионов Mn/Fe

Сказанное проливает свет на причины наблюдаемого в [Harris et al., 2013] быстрого окисления диоксида серы в капельной влаге на поверхности крупных частиц, несмотря на малую ее объемную долю на этих частицах в эпизоде FCE-11.2. Напомним, что в качестве единственной причины каталитического окисления SO_2 в [Harris et al., 2013] рассматривалась лишь растворение ПМ в обволакивающей частицы влаге. Их растворение, безусловно, необходимо для осуществления каталитической реакции. Однако использование данных о динамике каталитической реакции с участием ионов Mn/Fe [Ibusuki and Takeuchi, 1987]

позволяет связать с этим процессом не более нескольких процентов наблюдаемой конверсии SO_2 . В связи с этим ошибочно предлагалось расширить круг каталитических реакций с участием ионов других ПМ, также обнаруживаемых в крупных частицах грубодисперсного минерального аэрозоля, хотя имеющиеся в литературе данные не подтверждают этих предположений. Не менее важным, чем растворение содержащихся в крупных частицах грубодисперсного минерального аэрозоля ПМ оказывается низкие счетные концентрации этих частиц и, как результат, *низкое* содержание капельной влаги на их поверхности, в общем, ее содержанию в облаке. Как результат, концентрация ионов марганца в каплях на этих частицах заметно превосходит концентрацию S(IV) ($\alpha \gg 1$, см. пунктирную линию 2* на рис. 1). В сочетании с не слишком низким уровнем pH в каплях (3.8) этот избыток ионов металла над S(IV) обеспечивает, по-видимому, переход реакции в разветвленный режим [Ермаков и др., 2023], что сопровождается глубокой и быстрой самоочисткой от SO_2 поступающего в облако воздуха в эпизоде FCE-11.2.

Роль условий протекания каталитических реакций

На рис. 2 в качестве иллюстрации различий динамики реакции при переходе каталитической реакции из цепного неразветвленного в разветвленный режим показана зависимость $w_{\text{Mn_Fe}}$ от pH по данным лабораторных экспериментов с аэрозольными частицами [Wang et al., 2016, Liu et al., 2020; Zhang et al., 2021] (см. точки). Расчеты $w_{\text{Mn_Fe}}$ по данным разных опытов (см. кривую), производили с учетом пересчета концентраций ионов марганца и S(IV) в частицах к единым концентрационным условиям ($T = 298 \text{ K}$, $\mu \approx 5 \text{ моль/л}$, содержание капельной влаги 100 и 300 мкг/м³, pH 0–4, $P_{\text{SO}_2} = 40 \text{ ppb}$, и $[\text{Mn}^{2+}] = 40 \text{ нг/м}^3$), где μ — ионная сила. Видно, что опытные данные следуют в целом ходу расчетной кривой, указывая на корректность рассматриваемого механизма каталитической реакции в разветвленном режиме. Из данных Рис. 2 следует, что при pH < 1.5 наблюдается близкая к насыщению $w_{\text{Mn_Fe}} \approx 10^{-7} \text{ моль л}^{-1} \text{ с}^{-1}$. В этих условиях каталитическая реакция протекает в цепном неразветвленном режиме [Ермаков и др., 2023], т. к. скорость реакции (6) многократно превышает скорость разветвления цепей (14) (см. табл. 1). По мере снижения кислотности частиц $w_{\text{Mn_Fe}}$ возрастает на несколько порядков. Столь выраженное влияние снижения кислотности растворов на $w_{\text{Mn_Fe}}$ объясняется подавлением негативного влияния реакции (6) и переходом реакции в разветвленный режим.

О ДИНАМИКЕ ОКИСЛЕНИЯ SO_2 В ОБЛАЧНЫХ КАПЛЯХ

С признаками окисления SO_2 в капельной фазе в разветвленном режиме в реальной атмосфере встречаемся, рассматривая данные мониторинга аэрозольной дымки, окутывающей в зимнее время Пекин и другие города юго-восточного Китая, [Zheng et al., 2015; Cheng et al., 2016; Wang et al., 2016; Xie et al., 2019, Liu et al., 2020]. Ежечасно контролируемый уровень концентрации частиц $\text{PM}_{2.5}$ приближающийся к $\approx 900 \text{ мкг/м}^3$ [Liu et al., 2020]. При этом вопреки низким инсоляции и концентрациям оксидантов SO_2 в атмосфере ($\text{O}_3 \leq 1 \text{ ppb}$), а также экстремально малому количеству влаги в частицах (1003300 мкг/м^3) отмечается беспрецедентно высокий темп образования сульфатов в частицах дымки ($W_{\text{S(VI) атм.}} \sim \text{десятки мкг м}^{-3} \text{ ч}^{-1}$) [Wang et al., 2016, Liu et al, 2020; Zhang et al., 2021]. С подобным режимом реакции встречаемся, по-видимому, и в эпизоде FCE-11.2 в кампании НССТ-2010. При этом реализация этого режима осуществляется, не во всех каплях в облаке, а лишь в малой их фракции, включающих в качестве ядер конденсации крупных частиц грубодисперсного минерального аэрозоля.

Выше указывалось, что рассчитанная нами с использованием эмпирического выражения для скорости реакции [Ibusuki and Takeuchi, 1987] при содержании капельной влаги в воздухе ($3.7 \times 10^{-4} \text{ л/м}^3$), $T \approx 280 \text{ К}$ и $\text{pH} \approx 3.8 (\leq 4.2)$ составляет: $w_{\text{Mn_Fe}} \approx 3 \times 10^{-9} \text{ моль л}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Это значение скорости реакции показано пунктирной линией 2 на рис. 1. При этом в [Harris et al., 2013] отмечалось, что данная величина не превышает 3% от наблюдаемой скорости окисления диоксида серы рассчитанной по данным о $\Delta^{34}\text{S}$ в диоксиде серы. Отсюда для наблюдаемой скорости реакции будем иметь $w_{\text{Mn_Fe_набл}}^* \approx 30 w_{\text{Mn_Fe}} \approx 2 \times 10^{-7} \text{ моль л}^{-1} \text{ с}^{-1}$ (см. пунктирную линию 2* на рис. 1). Ранее в [Ермаков и др., 2023] нами приводилось аналитическое выражение для наблюдаемой константы скорости реакции в разветвленном режиме $k_{\text{Mn_Fe}}^*$. Применительно к условиям рассматриваемых натурных экспериментов численное значение этой константы скорости составляет $k_{\text{Mn_Fe}}^* = 7 \times 10^5 \text{ л моль}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Для скорости реакции в каплях в разветвленном режиме [Ермаков и др., 2023] находим окончательно $w_{\text{Mn_Fe}}^* \approx 2 k_{\text{Mn_Fe}} [\text{Mn}^{2+}][\text{HSO}_3^-] \approx 2 \times 7 \times 10^5 1.2 \times 10^{-6} \times 10^{-7} \approx 1.7 \times 10^{-7} \text{ моль л}^{-1}$, что практически воспроизводит приведенное выше значение $w_{\text{Mn_Fe_набл}}^*$. Здесь 1.2×10^{-6} и 10^{-7} — концентрации ионов марганца и S(IV), моль/л, соответственно. Внимание привлекает отсутствие в выражении для $w_{\text{Mn_Fe}}^*$ концентрации ионов железа — участ-

ника инициирования реакции (1) (см. табл. 1). Этот факт означает, что ионы железа в разветвленном режиме проявляют себя лишь на стадии зарождения *первичных* переносчиков цепи (SO_3^-) (1) (см. табл. 1). Однако последующий прирост их концентрации всецело определяет динамика реакции разветвления цепей (14). Найденное нами значение $w_{\text{Mn_Fe}}^*$ позволяет произвести оценку величины реального коэффициента реакционного захвата SO_2 капельной фазой на поверхности крупных частиц: $\gamma_{\text{SO}_2} = 4 w_{\text{Mn_Fe}}^* N_{\text{ar}} / 3 \times 10^3 [\text{SO}_2]$ $\gamma_{\text{SO}_2} \approx 3.2 \times 10^{-4}$, что находится в согласии, например, с данными [Pozzoli et al., 2008]. Здесь $10^3 \text{ см}^3/\text{л}$ — размерный коэффициент.

В рамках предлагаемого механизма реакции становится понятным неучастие пероксида водорода в образовании сульфатов в капельной влаге на поверхности крупных частиц. Причиной выступает многократно большая скорость каталитической реакции в разветвленном режиме в сравнении с таковой с участием пероксида водорода ($\approx 10^2$ раз), см. пунктирные линии 2 и 2* на рис. 1. Становится понятным и невыраженная роль каталитического процесса в другом ночном эпизоде FCE-7.1. Исследования авторов [Harris et al., 2013] указали на существенно более низкую эффективность активации крупных частиц в этом эпизоде и заметно более низкое содержание в них влаги, что сдерживало, по-видимому, выщелачивание ионов ПМ из частиц. Находится естественное объяснение и выявляемым в сопоставимых концентрационных условиях большим $w_{\text{Mn_Fe}}$ в капельной фазе в сравнении с таковыми наблюдаемым в bulk опытах усиленное сульфатообразование (*enhanced sulfate formation*). В [Angle et al., 2021] их различие приписывалось формированию особых зон в каплях (*“surface effects and potentially aerosol pH gradients”*). В [Lee et al., 2019] в качестве причины этого явления обсуждалась генерация малых количеств пероксида водорода ($\approx 10^{-6}$ моль/л) при распылении капель в лабораторных условиях. В [Hung et al., 2018] ускорение каталитической реакции в каплях связывали с ускорением процесса инициирования, вызванного генерацией радикалов SO_3^- за счет поверхностной реакции. Сказанное выше противоречит результатам проведенного нами сравнения данных в [Ермаков и др., 2023] о кинетике реакции в bulk опытах [14, 15] и в мелких неподвижных каплях [Barrie and Georgii, 1976; Kaplan et al., 1981] при $\text{pH} \leq 3$ и $\alpha < 250$. Оно указало на близкие $w_{\text{S(VI)}}$ в этих экспериментах и тождественность, поэтому механизма образования S(VI) при заданных pH и α .

В действительности причиной наблюдаемого ускорения каталитической наработки сульфатов в каплях в сравнении с bulk опытами при сопоста-

вимых условиях выступает близость к постоянству по ходу реакции концентраций компонентов растворенного SO_2 и промежуточного продукта HSO_5^- в каплях. В отличие от bulk опытов постоянство концентраций S(IV) в аэрозольных частицах поддерживает быстрый захват из газа SO_2 [Wang et al., 2016; Liu et al, 2020; Zhang et al., 2021]. При этом благодаря высокой скорости разветвления цепей концентрация промежуточного продукта HSO_5^- в каплях оказывается даже намного выше, чем уровень $[\text{S(IV)}]$ [Ермаков и др., 2023]. С сопряжением этих двух физико-химических процессов и связано наблюдаемое превышение скорости окисления диоксида серы в капельной фазе в сравнении с bulk условиями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на примере данных о динамике окисления диоксида серы в орографическом облаке рассматривается специфика этого процесса в капельной фазе в присутствии ионов переходных металлов. Результаты анализа этих натурных данных показали, что наблюдаемое в опытах быстрое окисление диоксида серы в каплях облака осуществляется в основном на обводненных частицах грубодисперсного минерального аэрозоля, подвергающихся активному выщелачиванию ионов Mn/Fe . Определяющую роль в быстрой самоочистке от SO_2 , поступающего в облако воздуха, играет переход каталитической реакции в разветвленный режим окисления. При этом ионы железа обеспечивают начальное инициирование каталитического процесса, а реакция разветвления цепей с участием ионов марганца и промежуточного продукта HSO_5^- ведет к возникновению двух новых переносчиков цепи: Mn(III) и $\text{SO}_4^{\cdot-}$. Вызванный этим рост скорости их генерации сопровождается увеличением концентраций переносчиков цепи. В сочетании с благоприятным уровнем кислотности капельной влаги на поверхности крупных частиц грубодисперсного минерального аэрозоля это обеспечивает быстрое окисление диоксида серы, вопреки экстремально низкой доле объема капельной влаги, занимаемой каплями на поверхности крупных частиц в облаке. Капли разных фракций в облаке оказываются, таким образом, неравноценными для каталитических внутриоблачных процессов не только из-за различий их размеров. Полученные в работе результаты свидетельствуют о значимости и потенциальной распространенности каталитических процессов окисления SO_2 в глобальной атмосфере и указывают на необходимость их учета при рассмотрении бюджета сульфатов в атмосфере и их влияния на климат.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансировании Госзаданий ИНЭП ХФ РАН им. В.Л. Тальрозе (тема 122040400095-79).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бердников В.М., Бажин Н.М. Окислительно-восстановительные потенциалы некоторых неорганических радикалов в водных растворах // Журн. физ. химии. 1970. Т. 44. С. 712–716.
- Ерёмина И.Д., Алоян А.Е., Арутюнян В.О., Ларин И.К., Чубарова Н.Е., Ермаков А.Н. Гидрокарбонаты в атмосферных осадках в Москве: данные мониторинга и их анализ // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 3. С. 379–388.
- Ермаков А.Н. О влиянии ионной силы на кинетику окисления сульфита в присутствии ионов марганца // Кинетика и катализ. 2022. Т. 63. № 2. С. 178–186.
- Ермаков А.Н., Алоян А.Е., Арутюнян В.О. Динамика образования сульфатов в атмосферной дымке // Оптика атмосферы и океана. 2023. Т. 36. № 2. С. 148–153.
- Alexander B., Park R.J., Jacob D.J. et al. Transition metal-catalyzed oxidation of atmospheric sulfur: global implications for the sulfur budget // J. Geophys. Res. Atmos. 2009. V. 114. D02309.
- Andreae M.O., Jones C.D., Cox P.M. Strong present-day cooling implies a hot future // Nature. 2005. V. 435. № 7046. P. 1187–1190.
- Angle K.J., Neal E.E., Grassian V.H. Enhanced rates of transition-metal-ion-catalyzed oxidation of S(IV) in aqueous aerosols: Insights into sulfate aerosol formation in the atmosphere // Environ. Sci. Technol. 2021. V. 55. № 15. P. 10291–10299.
- Barrie L.A., Georgii H.W. An experimental investigation of the absorption of sulphur dioxide by water drops containing heavy metal ions // Atmos. Environ. 1976. V. 10. № 9. P. 743–749.
- Behra P., Sigg L. Evidence for redox cycling of iron in atmospheric water droplets // Nature. 1990. V. 344. № 6265. P. 419–421.
- Berglen T., Berntsen T., Isaksen I., Sundet J. A global model of the coupled sulfur/oxidant chemistry in the troposphere: The sulfur cycle. J. Geophys. Res. 2004. V. 109. № 19. D19310.
- Berglund J., Fronaeus S., Elding L.I. Kinetics and mechanism for manganese-catalyzed oxidation of sulfur (IV) by oxygen in aqueous solution // Inorg. Chem. 1993. V. 32. № 21. P. 4527–4537.
- Betterton E.A., Hoffman M.R. Oxidation of aqueous SO_2 by peroxomonosulfate // J. Phys. Chem. 1988. V. 92. № 21. P. 5962–5965.
- Brandt Ch., Elding L.I. Role of chromium and vanadium in the atmospheric oxidation of sulfur(IV) // Atmos. Environ. 1998. V. 32. № 4. P. 797–800.
- Cheng Y.F., Zheng G., Way Ch., Mu Q. Reactive nitrogen chemistry in aerosol water as a source of sulfate during haze events in China // Sci. Adv. 2016. V. 2. № 12. e1601530.

- Coughanowr D.R., Krause F.E. The reaction of SO₂ and O₂ in aqueous solutions of MnSO₄ // Ind. Eng. Chem. Fund. 1965. V. 4. № 1. P. 61–66.
- Ermakov A.N., Pural A.P. Catalysis of HSO₃⁻/SO₃²⁻ oxidation by manganese ions // Kinet. Catal. 2002. V. 43. № 2. P. 249–260.
- Feichter J., Kjellstrom E., Rodhe H. et al. Simulation of the tropospheric sulfur cycle in a global climate model // Atmos. Environ. 1996. V. 30. № 10–11. P. 1693–1707.
- Fomba K.W., Müller K., van Pinxteren D., Herrmann H. Aerosol size-resolved trace metal composition in remote northern tropical Atlantic marine environment: case study Cape Verde Islands // Atmos. Chem. Phys. Discuss. 2013. V. 13. № 9. P. 4801–4814.
- Grell G.A., Peckham S., Schmitz R. et al. Fully coupled “on-line” chemistry within the WRF model. // Atmos. Environ. 2005. V. 39. № 37. P. 6957–6975.
- Grgić I., Hudnik V., Bizjak M., Levec J. Aqueous S(IV) oxidation—I. Catalytic effects of some metal ions // Atmos. Environ. 1991. V. 25A. № 8. P. 1591–1597.
- Gröner E., Hoppe P. Automated ion imaging with the NanoSIMS ion microprobe // Appl. Surf. Sci. 2006. V. 252. № 19. P. 7148–7151.
- Harris E., Sinha B., Hoppe P. et al. Sulfur isotope fractionation during oxidation of sulfur dioxide: Gas-phase oxidation by OH radicals and aqueous oxidation by H₂O₂, O₃ and iron catalysis // Atmos. Chem. Phys. 2012a. V. 12. № 1. P. 407–423.
- Harris E., Sinha B., Foley S. et al. Sulfur isotope fractionation during heterogeneous oxidation of SO₂ on mineral dust // Atmos. Chem. Phys. 2012b. V. 12. P. 4867–4884.
- Harris E., Sinha B., van Pinxteren D. et al. Enhanced role of transition metal ion catalysis during in-cloud oxidation of SO₂ // Science. 2013. V. 340. № 6133. P. 727–730.
- Herrmann H., Ervens B., Jacobi H.-W. et al. CAPRAM2.3: A chemical aqueous phase radical mechanism for tropospheric chemistry // J. Atmos. Chem. 2000. V. 36. P. 231–284.
- Hung H.-M., Hsu M.-N., Hoffmann M.R. Quantification of SO₂ oxidation on Interfacial Surfaces of Acidic Micro-Droplets: Implication for Ambient Sulfate Formation // Environ. Sci. Technol. 2018. V. 52. № 16. P. 9079–9086.
- Ibusuki T., Takeuchi K. Sulfur dioxide oxidation by oxygen catalyzed by mixtures of manganese(II) and iron(III) in aqueous solutions at environmental reaction conditions // Atmos. Environ. 1987. V. 21. № 7. P. 1555–1560.
- Kaplan D.J., Himmelblau D.M., Kanaoka C. Oxidation of sulfur dioxide in aqueous ammonium sulfate aerosols containing manganese as a catalyst // Atmos. Environ. 1981. V. 15. № 5. P. 763–773.
- Kulmala M., Pirjola U., Mäkelä U. Stable sulphate clusters as a source of new atmospheric particles // Nature. 2000. V. 404. № 6773. P. 66–69.
- Laj P., Fuzzi S., Facchini M.C. et al. Cloud processing of soluble gases // Atmos. Environ. 1997. V. 31. № 16. P. 2589–2598.
- Lee J.K., Samanta D., Nam H.G., Zare R.N. Micrometer-sized water droplets induce spontaneous reduction // J. Am. Chem. Soc. 2019. V. 141. № 27. P. 10585–10589.
- Liu P., Ye C., Xue Ch., Zhang Ch., Mu Yu., Sun X. Formation mechanisms of atmospheric nitrate and sulfate during the winter haze pollution periods in Beijing: gas-phase, heterogeneous and aqueous-phase chemistry // Atmos. Chem. Phys. 2020. V. 20. № 7. P. 4153–4165.
- Liu T., Clegg S.L., Abbatt J.P.D. Fast oxidation of sulfur dioxide by hydrogen peroxide in deliquesced aerosol particles // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2020. V. 117. № 3. P. 1354–1359.
- McCabe J.R., Savarino J., Alexander B. et al. Isotopic constraints on non-photochemical sulfate production in the Arctic winter // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. № 5. L05810.
- Martin L.R., Good T.W. Catalyzed oxidation of sulfur dioxide in solution: the iron-manganese synergism // Atmos. Environ. 1991. V. 25A. № 10. P. 2395–2399.
- Mauldin R.L., Mandronich S., Flocke S.J. et al. New insights on OH: Measurements around and in clouds // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24. № 23. P. 3033–3036.
- Pozzoli L., Bey I., Rast S., Schultz M.G., Stier P., Feichter J. Trace gas and aerosol interactions in the fully coupled model of aerosol–chemistry–climate ECHAM5-HAMMOZ: 1. Model description and insights from the spring 2001 TRACE-P experiment // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. D07308.
- Sedlak D.L., Hoigne J., David M.M. et al. The cloudwater chemistry of iron and copper at Great Dun Fell, U.K. Atmos. Environ. 1997. V. 31. № 16. P. 2515–2526.
- Seinfeld J.H., Pandis S.N. Atmospheric Chemistry and Physics, from Air Pollution to Climate Change. John Wiley & Sons. Hoboken: New Jersey USA, 2016. 1152 p.
- Tilgner A., Bräuer P., Wolke R., Herrmann H. Modelling multiphase chemistry in deliquescent aerosols and clouds using CAPRAM3.0i // J. Atmos. Chem. 2013. V. 70. № 3. P. 221–256.
- van Eldik R., Coichev N., Reddy K.B., Gerhard A. Metal ion catalyzed autoxidation of sulfur(IV)-Oxides: Redox cycling of metal ions induced by sulfite // Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie. 1992. V. 96. № 3. P. 478–481.
- Wang G.H., Zhang R.Y., Gomes M.E. et al. Persistent sulfate formation from London Fog to Chinese haze // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2016. V. 113. № 48. P. 13630–13635.
- Warneck P., Mirabel P., Salmon G.A. et al. Review of the activities and achievements of the EUROTRAC subproject HALIPP (Ed. P. Warneck). Heterogeneous and liquid phase processes. Springer: Berlin Heidelberg, 1996. P. 7.
- Winterholler B., Hoppe P., Foley S., Andreae M.O., Sulfur isotope ratio measurements of individual sulfate particles by NanoSIMS. Int. J. Mass Spectrom. 2008. V. 272. № 1. P. 63–77.
- Xie Y.Z., Liu Z.R., Wen T.X. et al. Characteristics of chemical composition and seasonal variations of PM_{2.5} in Shijiazhuang, China: impact of primary emissions and secondary formation // Sci. Total Environ. 2019. V. 677. P. 215–229.
- Zhang H., Xu Y., Jia L. A chamber study of catalytic oxidation of SO₂ by M²⁺/Fe³⁺ in aerosol water // Atmos. Environ. 2021. V. 245. 118019.
- Zheng G.J., Duan F.K., Su H. et al. Exploring the severe winter haze in Beijing: the impact of synoptic weather, regional transport and heterogeneous reactions // Atmos. Chem. Phys. 2015. V. 15. № 6. P. 2969–2983.

On the Mechanism of Sulfur Dioxide Oxidation in Cloud Droplets

A. N. Yermakov^{1, **}, A. E. Aloyan², V. O. Arutyunyan², and G. B. Pronchev^{1, *}

¹*Institute of Energy Problems of Chemical Physics, Russian Academy of Sciences,
Leninskii pr. 38, k. 2, Moscow, 119334 Russia*

²*Marchuk Institute of Numerical Mathematics, Russian Academy of Sciences,
ul. Gubkina 8, Moscow, 119333 Russia*

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

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

Data from field experiments on the dynamics of SO₂ oxidation in cloud droplets are presented. The rapid oxidation of SO₂ by molecular oxygen observed in experiments is attributed here to the catalytic action of a pair of manganese and iron ions in droplets. Their inhomogeneous effect by the drop-size distribution, attributed in experiments only to the leaching of ions of these metals from coarse particles of mineral dust is also due to the transition of the oxidation reaction into a branched mode. The results obtained indicate that the branched regime of catalytic oxidation of SO₂ detected in cloud droplets should be considered as a new and significant source of sulfates in the atmosphere. This process must be taken into account when considering both the budget of sulfates in the global atmosphere and their impact on the climate.

Keywords: atmosphere, cloud droplets, isotopic composition, manganese and iron ions, branched reaction mode

УДК 531.38;532.5;551.510;551.435.7;551.510.522

УСТОЙЧИВОСТЬ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЫЛЕВОГО АЭРОЗОЛЯ ПРИ СЛАБЫХ И УМЕРЕННЫХ ВЕТРАХ

© 2023 г. Е. А. Малиновская^а, *, О. Г. Чхетиани^а, Г. С. Голицын^а, В. А. Лебедев^а

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

*e-mail: elen_am@inbox.ru

Поступила в редакцию 17.06.2023 г.

После доработки 26.06.2023 г.

Принята к публикации 06.08.2023 г.

Профили массовой концентрации пылевого аэрозоля, полученные при многоуровневых (0.2, 0.4, 0.8, 1.6 и 3.2 м) дневных измерениях в аридных условиях в 2020–2022 г., демонстрируют степенную зависимость от высоты $z^{-\alpha}$. Выделяются три основных типа изменений концентрации с высотой: а) при слабом ветре – степени близки к -0.5 ; б) всплесковое изменение концентрации при усилении ветра – степени достигают -1 и могут принимать более низкие значения; в) инверсии – рост концентрации с высотой на двух-трех нижних уровнях измерений: слабые – около -20 мкг/м³, значительные – больше 50 мкг/м³. Степенная зависимость -0.5 объясняется коллективным эффектом подъема ансамбля близко расположенных пузырьков прогретого вокруг пылинок воздуха. При слабых и умеренных ветрах этот режим наблюдается чаще. Всплесковые изменения концентрации обусловлены возникновением турбулентных структур.

Ключевые слова: пылевой аэрозоль, ветровой и конвективный вынос

DOI: 10.31857/S0002351523050085, **EDN:** HBBAFE

ВВЕДЕНИЕ

Основным источником пылевого аэрозоля [Shao, 2008], участвующего в процессах конденсации влаги и облакообразования, массопереноса веществ твердой и жидкой фазы, изменения радиационного баланса Земли являются аридные и субаридные территории [Maher et al., 2010]. При скоростях ветра, превышающих критические значения около $3.5\text{--}5$ м/с на высоте 2 м [Бютнер, 1978] в результате откалывания (фрагментации) в момент падения на поверхность сольтирующих частиц порядка $80\text{--}150$ мкм [Shao, 2008] генерируется пылевой аэрозоль [Alfaro et al., 1997]. Распределение поднятых над слоем сольтации частиц может рассматриваться, как равновесное, обеспечиваемое балансом между турбулентной диффузией и осаждением.

Соответственно, профиль концентрации в этом случае имеет степенной характер $\sim z^{-w/\kappa u_*}$ [Fernandes R. et al., 2019; Gillette et al., 1997]. Здесь u_* – динамическая скорость ветра, w – скорость осаждения пылевых частиц, $\kappa = 0.4$ – постоян-

ная. Показатель степени зависит от распределения частиц по размерам и принимает значения $-0.7\text{...}-1.1$ [Gillette et al., 2004; Семенов, 2020; Баренблатт и Голицын, 1973]. При анализе экспериментальных данных в [Gillies and Berkofsky, 2004] сделан вывод о лучшем их соответствии со степенью наклона профиля -1 . Такое положение фактически соответствует условию постоянства потока пылеподобной примеси в приземном слое. В работе [Khalfallah et al., 2020] помимо устойчивых степенных профилей со степенью -0.93 , приводились и термически неустойчивые (градиент температуры < -0.2 К м⁻¹) с повышенным выбросом пыли и изменениями в профиле скорости ветра [Lanigan et al., 2016]. При устойчивой стратификации в [Gillies and Berkofsky, 2004] изменение концентрации с высотой аппроксимируют логарифмическим профилем.

Степенные зависимости концентрации пыли от динамической скорости ветра с показателями степени от -2 до -6 отмечается [Ishizuka et al., 2014; Houser and Nickling, 2001]. Возникающие в приповерхностном слое при усилении ветра когерентные турбулентные вихри являются важным источником пылевого аэрозоля [Klose and Shao, 2013]. Наблюдаемые всплески концентрации пылевого аэрозоля обуславливаются увеличением потока сольтации частиц вследствие усиления

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. Спутниковый снимок участка проведения измерений (звездочкой отмечено место проведения измерений).

ветра [Ishizuka et al., 2008; Macpherson et al., 2008]. Их амплитуда ограничивается числом подвижных сальтирующих частиц [Macpherson et al., 2008; Neuman et al., 2009].

Помимо ветрового выноса значительный вклад (до 20–40%) вносят конвективные движения [Ju et al., 2018]. Здесь можно выделить 1) вынос, связанный со спонтанным формированием термиков и, соответственно, областей с превышением пороговых скоростей подъема пыли [Ju et al., 2018]; 2) термоконвективный вынос, обусловленный сильным прогревом поверхности и созданием условий для выноса микрочастиц пыли из верхнего пористого слоя [Li et al., 2014; Chkhetiani et al., 2012]. Вблизи разогретой в летнее время поверхности пустынных территорий возникает суперрадиабатический градиент температуры, который приводит к развитию термальных потоков [Klose and Shao, 2012] и порождает значительные флуктуации вертикальной компоненты скорости ветра. Ветер влияет на изменение высоты теплового слоя у нагретой поверхности, что определяет наличие степенной зависимости для отклонений концентрации аэрозоля от фоновых значений $\delta N \sim (\delta T)^m$. Здесь m принимает значения ≈ 0.2 – 0.6 при слабых ветрах и $-0.3 \dots -0.5$ при высоких скоростях ветра [Li et al., 2014].

На интенсивность выноса влияет также направление ветра по отношению к линии дюнных гряд: касательное (вдоль линии гряд) и лобовое [Малиновская и др., 2023]. При касательном направлении ветра увеличивается доля мелкой фракции пыли в сравнении с лобовым направлением [Малиновская и др., 2023], что, вероятно, может указывать на связь высоты теплового слоя с относительным усилением ветра при уменьшении сопротивления воздушному потоку при “скольжении” вдоль дюнных гряд.

РАЙОН ПРОВЕДЕНИЯ ПОЛЕВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Данные по выносу минеральных аэрозолей в аридных и полупустынных условиях были получены во время комплексных экспедиционных исследований, проводившихся ИФА им. А.М. Обухова РАН на территории Черноземельского района республики Калмыкия в 2020–2021 гг. Для этого региона (Прикаспийская низменность) характерны полупустынные ландшафты с обширными участками песков со сформированным устойчивым дюнным рельефом. Выбранный для измерений дюнный участок, расположенный в 5 км к западу от пос. Нарын Худук (45.42184° с.ш., 46.47078° в.д.), имеет примерно широтную протяженность около 1.5 км и ширину 200–300 м (рис. 1).

Концентрация аэрозольных частиц измерялась круглосуточно с частотой 1 мин. на уровнях 0.2, 0.4, 0.8, 1.6, 3.2 м фотометрами “Феникс–М” (рис. 2). При разработке фотометра была использована оптическая часть от нефелометра “Sinclair–Phoenix Model JM–2000”, позволяющего производить измерения массовых концентраций аэрозоля размером 0.05–40 мкм в диапазоне 1 – 10^5 мкг/м³. В качестве источника излучения используется красный светодиод с длиной волны 630 нм и мощностью 1 Вт. Расход воздуха 20 л/мин. Концентрация аэрозольных частиц измеряется при рассеянии ими излучения под углом 25° относительно направления падающего на них пучка света. Чем выше концентрация частиц, тем больше величина рассеянного излучения. Приемный узел имеет логарифмическую проходную характеристику, позволяющую регистрировать концентрации аэрозоля с вариацией значений до пяти порядков. Для определения массовой концентрации используется ее среднее значение, получаемое из значения массы осажденного на фильтре

аэрозоля, прошедшего через счетный объем оптической системы за период измерений, и общего объема воздуха, прокачанного за это время. Параллельно выполнялись измерения обширного набора метеорологических параметров и счетной концентрации аэрозоля в диапазоне размеров 0.15–5 мкм на высотах 0.5, 2.0 м. Использовались счетчики ЛАС-П и ОЭАС-05, изготовленные в НИФХИ им. Л.Я.Карпова. Более детальное описание измерений приведено в [Chkhetiani et al., 2012, Малиновская, Чхетиани, Максименков, 2021].

ТИПЫ ПРОФИЛЕЙ МАССОВОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Для анализа использовались данные полевых измерений за 2020–2022 г., полученные в дневное время с 8:00 до 20:00, так как при температуре воздуха выше 25°C и температуре поверхности 30–60°C возникают благоприятные условия для развития конвективных восходящих движений на высотах до 10 м.

Из общей динамики изменения разности массовых концентраций на высотах 20–40 см и 40–80 см соответственно, $n_0(t) - n_1(t)$ и $n_1(t) - n_2(t)$ (рис. 3) видно, что более 50% профилей не имеют инверсий (локального увеличения концентрации пылевого аэрозоля в пределах одного или двух слоев воздуха над поверхностью). В целом характерны условия, при которых максимальные концентрации пылевого аэрозоля наблюдаются у поверхности, с высотой их значения падают. Возможно резкое (всплесковое) увеличение массовой концентрации (значительное увеличение на всех высотах в течение часа), что, вероятно, связано с изменением скорости ветра, так как прослеживаются корреляции с величиной динамической скорости u_* .

При обработке результатов дневных измерений (8:00–20:00) за 2020 (4765 профилей), 2021 (3601 профиль) в [Малиновская и др., 2023] и 2022 (2651 профиль) годы после фильтрации инверсионных случаев профили аппроксимировались степенной функцией $z^{-\alpha}$. Соответствующая временная динамика показателя степени приведена на рис. 3.

Можно отметить следующие характерные наблюдаемые профили:

- всплесковое изменение концентрации (показатель степени круче –1);
- характерное изменение концентрации с высотой (степени близки к –0.5);
- слабые инверсии – разности $n_0(t) - n_1(t)$ или $n_1(t) - n_2(t)$ около -20 мкг/м^3 и значительные – разности до -50 мкг/м^3 и ниже.

На рис. 4 приведены мгновенные профили массовой концентрации аэрозоля в разные дни

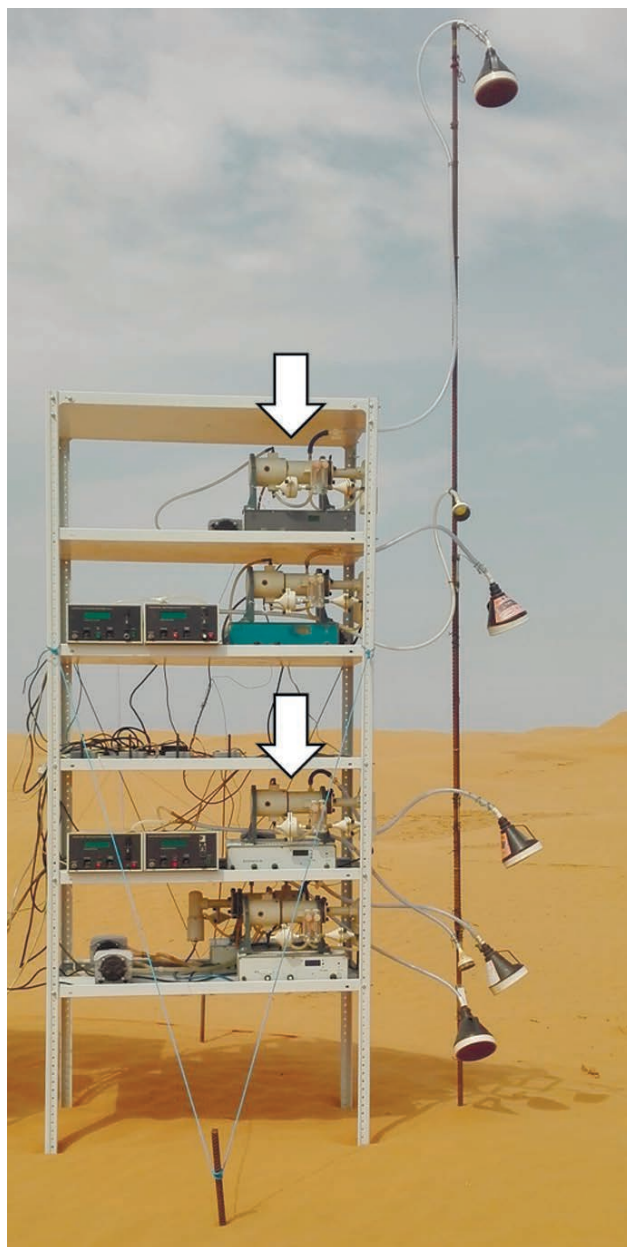


Рис. 2. Размещение приборов “Феникс-М” (указано стрелками) в ходе натурных наблюдений в Калмыкии в июле 2022 г.

наблюдений в моменты устойчивого распределения (рис. 4а) и для всплесков (рис. 4б). Эмпирические профили сравниваются со степенной зависимостью $n(z) = A_\alpha z^{-\alpha}$. Здесь линии с точками ограничивают область кривыми с $\alpha = -0.5$, $A_{1/2} = 15$ и 50 и с $\alpha = -1.0$, $A_1 = 100$ и 400.

Для выбранных профилей были рассчитаны средние температуры воздуха и скорости ветра. Можно отметить, что инверсии возникают, в частности, при резких изменениях температуры

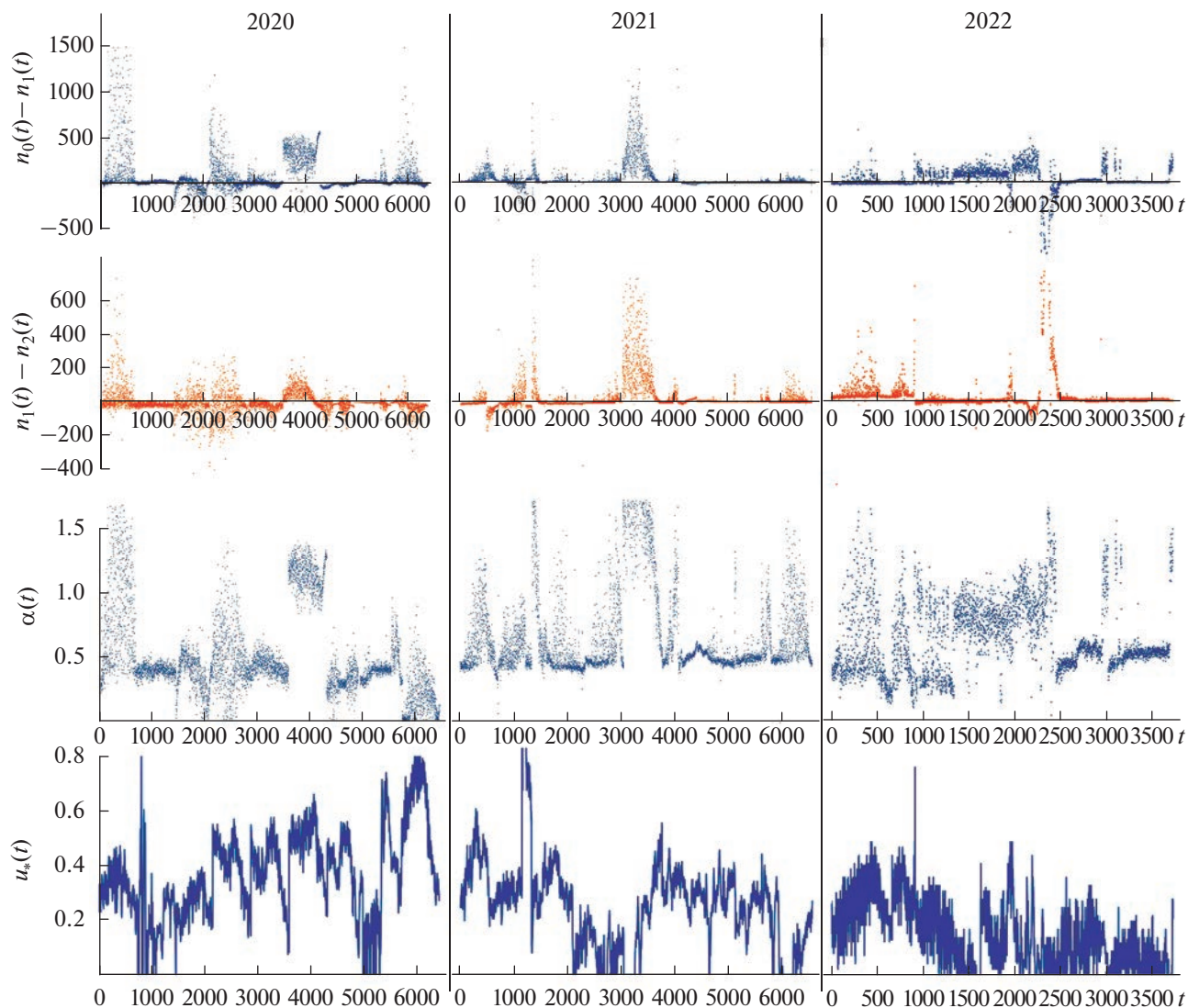


Рис. 3. Временная развертка всех данных: $n_0(t) - n_1(t)$, $n_1(t) - n_2(t)$ — разности массовых концентраций, мкг/м^3 , полученных в ходе дневных измерений за 2020–2022 г. на уровнях 0.2–0.4 и 0.4–0.8 м, $\alpha(t)$ — показатель степени, t — время в мин, u_* — динамическая скорость.

воздуха (рис. 4г). Степенные профили без инверсий возникают в теплое время днем при мало меняющейся температуре воздуха, при слабом ветре (характерное изменение концентрации) и для скоростей ветра, превышающих критические значения, при которых начинается сальтационный вынос (моменты всплесков).

При инверсиях разности массовой концентрации $n_0(t) - n_1(t)$ или $n_1(t) - n_2(t)$ могут достигать 200 мкг/м^3 , которые увеличиваются с усилением скорости ветра (до 8–9 м/с) (рис. 4б). Инверсионные случаи связаны зачастую с ростом и падением температуры воздуха (рис. 4в).

Сравнение временного хода изменения солнечной радиации, полученной по данным ме-

теостанции Davis Vantage Pro2, и разности концентраций на двух уровнях 0.2 и 0.4 м или 0.4 и 0.8 м, не выявило систематических корреляций. Величина коэффициента корреляции варьирует от 0.45 до 0.7 в случае скоростей ветра от 2.5 до 3.5 м/с и при температуре воздуха около 30°C . Прослеживается связь возникновения инверсий с интервалами длительного уменьшения притока солнечной радиации.

Распределения показателей степени для профиля средней за 10 мин. концентрации при скоростях ветра ниже и выше пороговых значений динамической скорости 0.33 м/с, представлены на рис. 5. При $u_* < 0.33 \text{ м/с}$ распределение несимметрично (слева минимальное значение показателя

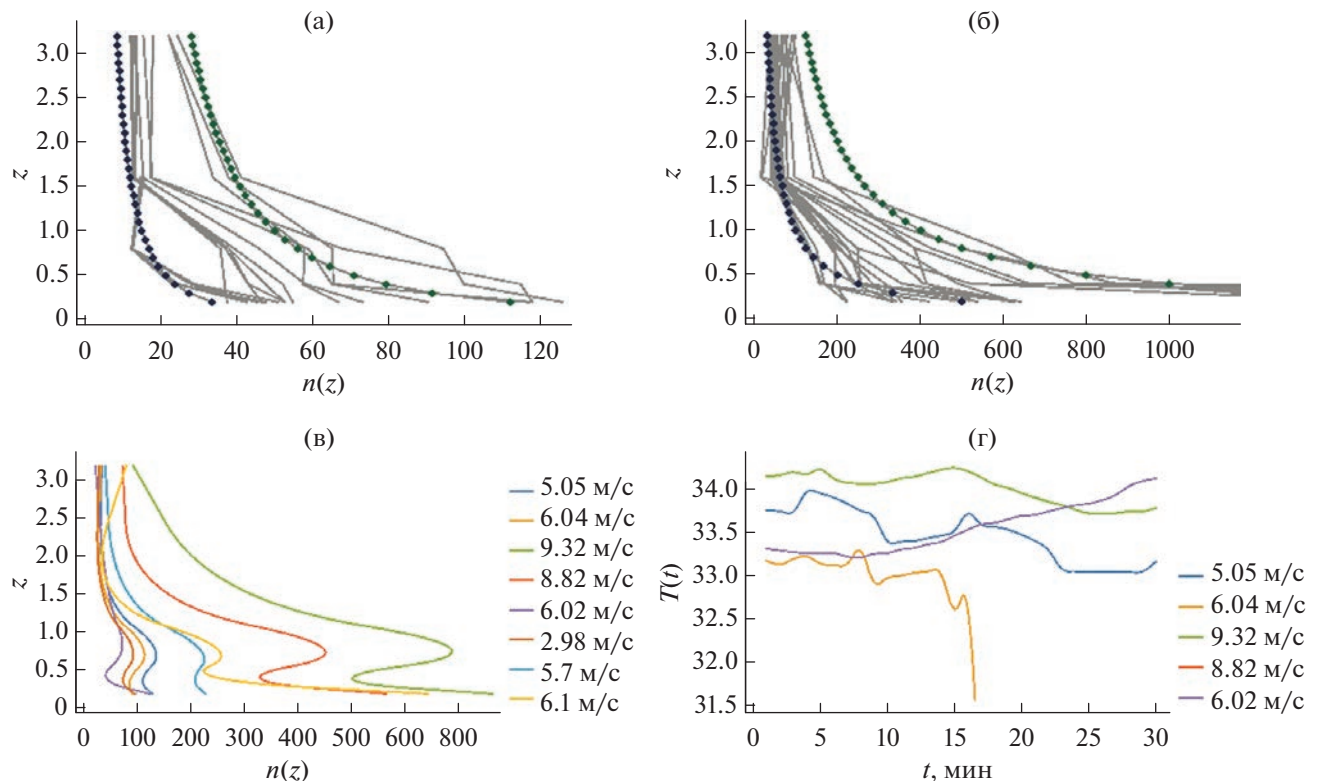


Рис. 4. Характерные профили по данным 2020–2022 г. со степенью, соответствующей а) близкие к степенной функции вида: $n(z) = A_\alpha z^{-\alpha}$, $\alpha = -0.5$ ($T_{sr} = 32^\circ\text{C}$, $u_{sr} = 3.4$ м/с), $A_{1/2} = 15$ и 50 обозначают линии с точками черного и зеленого цвета; б) близкие к степенной функции вида: $n(z) = A_\alpha z^{-\alpha}$, $\alpha = -1.0$ ($T_{sr} = 33.2^\circ\text{C}$, $u_{sr} = 5.4$ м/с), $A_1 = 100$ и 400 обозначают линии с точками черного и зеленого цвета; в) примеры профилей с инверсией (в легенде указаны скорости ветра в этот момент времени); г) уменьшение или рост температуры в моменты инверсий.

телей близко к 0.3, справа — “хвост”, значения в котором достигают 1.3 для 2020 г., 1.6 для 2021 г. и 1.3 для 2022 г.) и наиболее близко по типу к распределению Рэля (отмечено на рис. 6а):

$$\varpi(\alpha) = \frac{\beta_0}{\beta} (\alpha - \alpha_0) e^{-(\alpha - \alpha_0)^2 / \beta}.$$

Характеристики распределения: $\beta_0/\beta \approx 0.07/0.01$, 0.1/0.017 и 0.06/0.01, $\alpha_0 \approx 0.33$ 0.38 и 0.36 для 2020, 2021 и 2022 годов соответственно. Откуда получаем средние значения и дисперсию при слабых ветрах $u_* < 0.33$ м/с: а) 2020 г. 0.39 и 0.05 ($\alpha = 0.55 \pm 0.16$); б) 2021 г. 0.50 и 0.06 ($\alpha = 0.51 \pm 0.12$). Для сильных ветров с $u_* > 0.33$ м/с: а) 2020 г. $\alpha = 0.62 \pm 0.21$; б) 2021 г. $\alpha = 0.61 \pm 0.16$; б) 2022 г. $\alpha = 0.62 \pm 0.18$. В 2021 г. отмечалось больше событий с $u_* > 0.5$ м/с, поэтому шире диапазон степеней $\alpha > 1$, что может быть связано с преобладанием сальтационной генерации аэрозоля.

Так как наиболее часто наблюдаемый (характерный) профиль соответствует степенному закону с показателем -0.5 , степени, отличающиеся от этого состояния, могут рассматриваться как усло-

вия возмущения относительно устойчивого состояния.

СТЕПЕННЫЕ ПРОФИЛИ ПРИМЕСИ В СВОБОДНО-ВОСХОДЯЩИХ СТРУЯХ

Вертикальное распределение пылевого аэрозоля по высоте, при представлении его пассивной примесью с источником у поверхности и в пренебрежении адвекции будет определяться из условия сохранения вертикального потока микрочастиц. Это условие примерно выполняется при слабых ветрах. В таком случае вертикальный профиль концентрации тождественен соответствующему температурному профилю. Соответственно, для вертикального профиля примеси, поднимающейся с турбулентной плавучей струей, должен бы наблюдаться показатель степени наклона $n(z) \sim z^{-5/3}$ с зависимостью вертикальной скорости от высоты как $w(z) \sim z^{-1/3}$ [Зельдович, 1937]. Однако, в условиях сильного нагрева поверхности, подъем выносимых микрочастиц может носить “активный” характер, появляется фактор

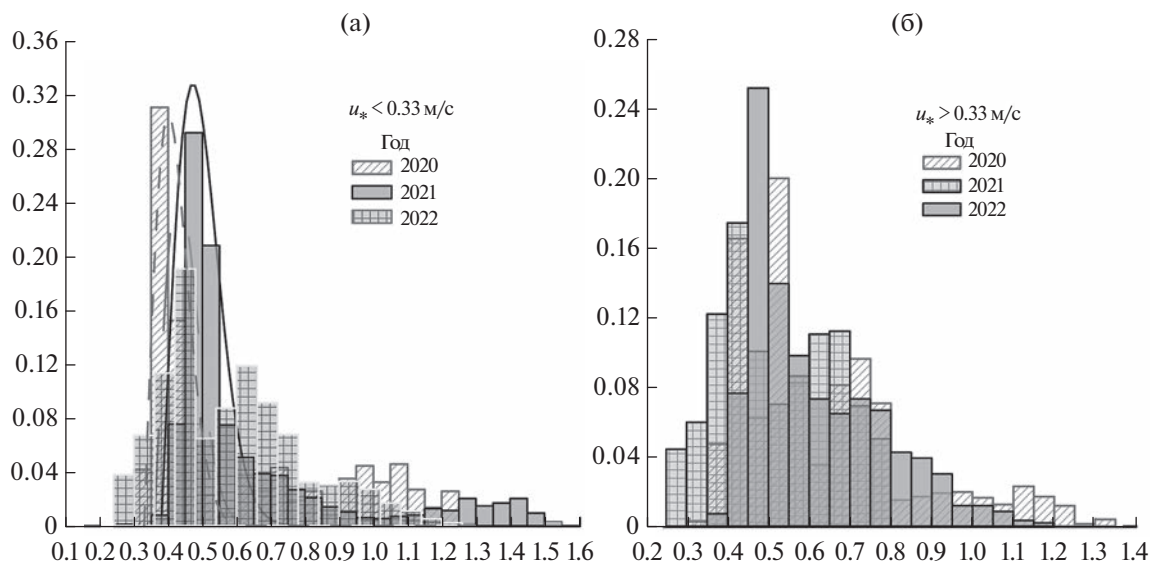


Рис. 5. Распределение числа случаев с показателями степени: а) при допороговых скоростях ветра, б) для запороговых скоростей ветра.

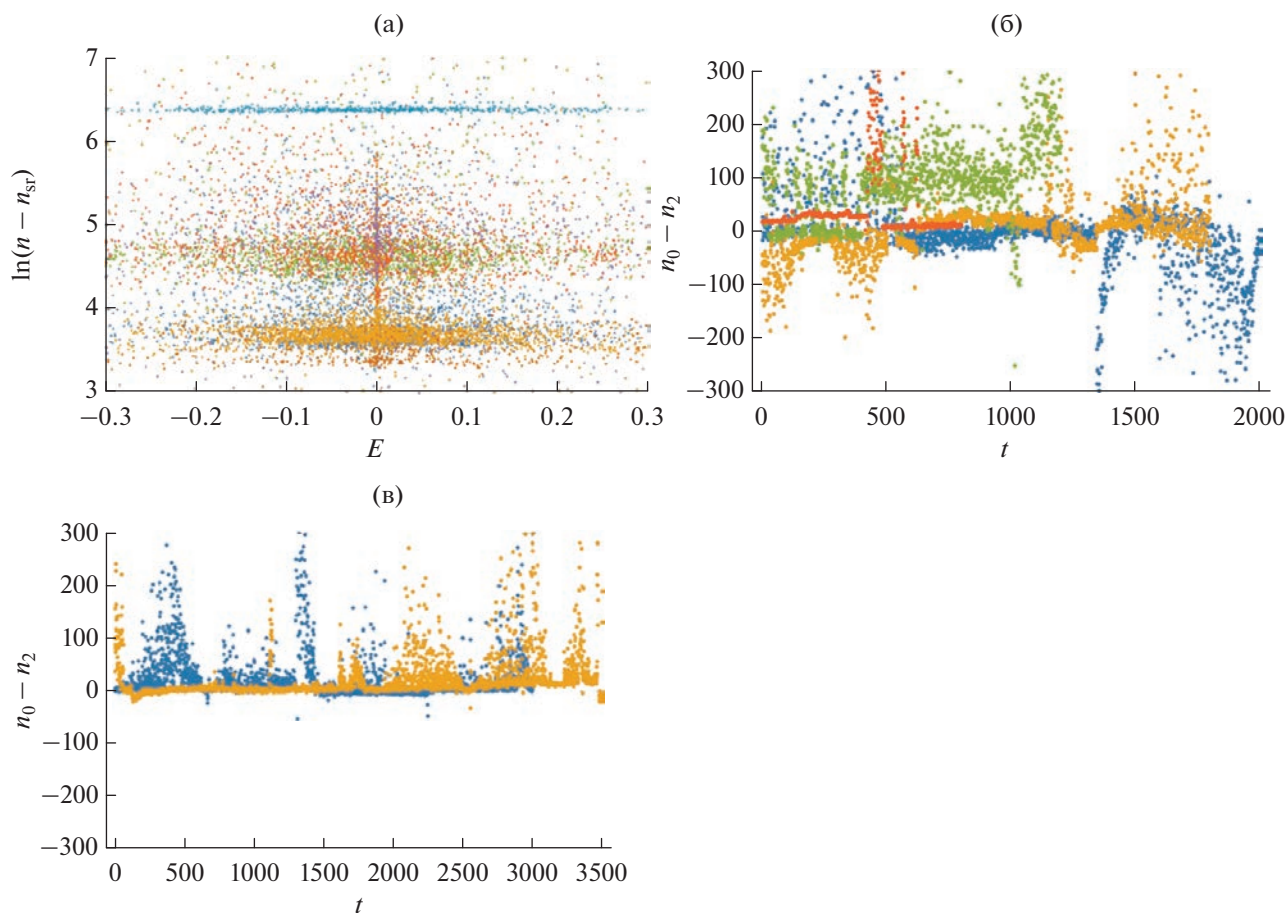


Рис. 6. Три уровня всплесков концентрации пылевого аэрозоля при наличии турбулентного потока: 3 (верхний) — уровень особые условия (27–29.07.2020 г.), 2 уровень (средний) — всплески с инверсиями (23–25.07.2020 г., 29–31.07.2020 г., 23–24.07.2022 г., 24–26.07.2022 г.), 1 уровень (нижний) — всплески без инверсий (21–25.07.2021 г., 27–29.07.2021).

дополнительного прогрева приповерхностного слоя и степень наклона профиля будет меньше.

Подъем активной примеси в свободно-восходящей струе был рассмотрен в [Ингель, 2019] с применением как группового подхода, так и простых размерностных оценок теории подобия. Принимая для источника тепла линейную зависимость от концентрации примеси и при постоянстве с высотой турбулентной диффузии, получаем зависимость от высоты в виде z^{-1} .

Используя решения уравнения диффузии для произвольной степенной зависимости вида $D \sim z^m$ [Чхетиани и Голицын, 2014], получим общее решение для профиля концентрации активной примеси — $n(z) \sim z^{\frac{m-3}{3-2m}}$. Соответственно, для постоянного коэффициента диффузии ($m = 0$) мы получим наклон -1 [Ингель, 2019]. При его линейном росте с высотой, обычной для условий нейтрально стратифицированного приземного слоя ($m = 1$) — наклон будет -2 . При конвективных условиях коэффициент диффузии растет с высотой как $D \sim z^{2/3}$ и, соответственно, степенной наклон профиля концентрации будет $-7/5$.

В [Batchelor, 1954; Васильченко, 1957] рассматривались восходящие конвективные потоки при наличии неустойчивой стратификации. При степенной форме градиента температуры среды $\frac{g}{T_0} \frac{dT}{dz} \sim -z^p$ профиль температуры от точечного источника будет иметь зависимость $\theta(z) \sim z^{p+1}$. Для конвективно-неустойчивого пограничного слоя $p = -4/3$ [Монин и Яглом, 1992; Вульфсон, 1961]. В этом случае температура и пассивная примесь в восходящей струе будут убывать с высотой как $z^{-1/3}$. В целом, профили в вышеприведенных оценках заметно отличаются от средне наблюдаемых в рассматриваемых нами измерениях.

УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ УСТОЙЧИВЫХ ПРОФИЛЕЙ С МАЛЫМИ КОНЦЕНТРАЦИЯМИ У ПОВЕРХНОСТИ

Устойчивость профилей концентрации пылевого аэрозоля до высоты 3 м при значительном разогреве поверхности в течение дня до температур $50-70^\circ\text{C}$ в условиях изменения скорости ветра и температуры воздуха обеспечивается тепловым выносом микрочастиц, собранных в кластеры [Малиновская и др., 2023]. Постоянство определяется глубиной слоя подвижных частиц, участвующих в пылении, обновлении состава пылевых микрочастиц в результате:

— микроконвекции [Малиновская и др., 2023] (подъем микрочастиц за счет струй теплового воздуха из пор на небольшую высоту порядка нескольких сантиметров);

— разбрызгивания [Малиновская и др., 2021] (генерация микрочастиц в результате откалывания в момент падения сальтирующих частиц на поверхность),

— стряхивания под влиянием электростатических сил разбрызгивания [Малиновская, Чхетиани и Максименков, 2021].

Агломерация из нескольких частиц, имеющих более высокую температуру, чем воздух у поверхности, с разностью ΔT , охлаждается за время t с выделением теплоты поверхностью площадью S : $Q = \lambda \frac{\Delta T S t}{R_p}$ [Малиновская и др., 2023], где $\lambda = 0.026$ Вт/(м К) коэффициент теплопроводности, R_p — радиус пузырька прогретого воздуха вокруг частицы.

При одновременной генерации нескольких микрочастиц пузырьки воздуха могут заполнять все пространство и с взаимным перекрытием, создавая таким образом тепловой кластер. Количество теплоты $Q = c_a \rho_a \Delta T L_c^3$, выделенное в кластер n частицами, заполняет объем теплого кластера размером L_c . Возникает сила плавучести, и как следствие, разность давлений $\Delta p = \rho_a \frac{R}{M} \Delta T$ (ρ_a — плотность воздуха) теплый кластер выталкивается вверх. Условие равновесия на высоте z будет иметь вид:

$$L_c^2 \frac{R}{M} \rho_a \Delta T z - n \lambda \Delta T_s S t / R_p = 0. \quad (1)$$

Здесь $R = 8.31$ Дж/(моль К), $M = 0.02898$ кг/моль — молярная масса воздуха, ΔT_s — разность температур поверхности частицы и воздуха, откуда

$$z = \frac{\lambda M}{\rho_a R} \frac{4\pi R_p t \Delta T_s}{L_c^2 \Delta T} n. \quad (2)$$

На высоту подъема будет влиять число микрочастиц оказавшихся поблизости, что обеспечивается тепловым выносом микрочастиц из пор почвы (микроканалов) [Chkhetiani et al., 2012]. При размерах частиц, находящихся на поверхности, в $100-200$ микрон поры будут примерно $20-30$ мкм в диаметре. Согласно данным полевых измерений средняя счетная концентрация микрочастиц на высоте 0.5 м в дневное время при умеренных ветровых условиях в среднем достигает значений $500-1000$ мкг/м³ [Малиновская и др., 2023]. Тогда в окрестности вытянутой вверх от поры области с высотой 1 см над площадкой 20×20 мкм с учетом всех характерных размеров будет содержаться $20-40$ частиц. Исходя из числа частиц, ге-

нерируемых разогретой поверхностью, и оценок времени их охлаждения, получаем, что теплые кластеры могут быть подняты на высоту порядка 30–70 см над поверхностью.

Так как происходит генерация новых теплых микрочастиц, что эффективно замедляет процессы остывания, то в первом приближении можно полагать примерное сохранение температуры в области кластера. Тогда его вертикальная скорость в приземном прогретом слое воздуха оценивается из уравнений движения как

$$\frac{w_p^2}{z} \approx -g \frac{T_v - T_p}{T_p}. \quad (3)$$

В предположении однородности плотность потока частиц записывается как $F = n w_p$, где n – счетная концентрация частиц на данной высоте. Отсюда:

$$\left(\frac{F}{n}\right)^2 = -zg \frac{T_v - T_p}{T_p}. \quad (4)$$

Концентрация будет соответственно

$$n = F \left(zg \left(1 - \frac{T_v}{T_p} \right) \right)^{-1/2}. \quad (5)$$

В [Малиновская и др., 2023] получено, что степень немного меняется в зависимости от режима подъема теплого кластера: для случая постоянной скорости степень достигает $-0.4 \dots -0.3$ (возникают инверсионные случаи) и равнопеременно $-0.4 \dots -0.7$.

Равномерное движение вероятнее всего для мелкой фракции размерами до 1 мкм. В то время как, замедление, вызванное большим количеством потока тепла и длительностью прогрева пузырька, для фракции крупных микрочастиц размерами более 1 мкм определяет условия формирования профилей со степенью -1 .

Помимо устойчивого профиля со степенью, близкой к $-1/2$, возникают всплесковые изменения концентрации пыли. Учитывая небольшую длительность реализации всплеска концентрации (5–20 мин), предполагаем, что причиной этому является перенос пылевого аэрозоля при отрыве движущихся у поверхности турбулентных структур.

АНАЛИЗ УСЛОВИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ВСПЛЕСКОВ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЫЛЕВОГО АЭРОЗОЛЯ

Всплески концентрации регистрируются при изменениях продольного градиента давления в результате возникновения пульсационных составляющих скорости ветра. Так как в естественных условиях над поверхностью движется воздух, в переносе пылевого аэрозоля будут участвовать

вихревые структуры такие, например, как горизонтальные нити (ручейки). Внутри таких структур накапливаются частицы пыли. В момент отрыва и подъема такой структуры, частицы поднимаются вверх.

Изменение плотности потока турбулентной энергии E в условиях свободной конвекции в форме [Монин и Яглом, 1992]:

$$E = \frac{\partial b}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} (1 - Rf) - \bar{\epsilon}_t,$$

где u' и w' – пульсационные составляющие скорости ветра, b – плотность турбулентной энергии и

ее диссипация $\bar{\epsilon}_t$, $Rf = \frac{g}{T} \frac{\overline{T'w'}}{\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}$ – динамическое

число Ричардсона.

Исходя из данных наблюдений, пульсационные составляющие скорости ветра и температуры взяты в качестве отклонений значений скорости от среднего за 7 мин. Напряжение $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ учитывалось с использованием расчетных значений для динамической скорости u_* . При наличии потока турбулентной энергии всплески значений концентрации относительно осредненных значений за 7 мин имеют три наиболее вероятные значения (уровни) (рис. 6): $\ln(n - n_{sr}) \approx 3.6, 4.6, 6.4$. Если изменение концентрации связывать с наличием турбулентных структур, то величина изменения концентрации может говорить об их размере. Чем больше приток частиц, тем больше размер. Верхний уровень для потока турбулентной энергии соответствует дням 27–29.07.2020, когда на грядах визуально были видны восходящие песчаные струи. Второму уровню соответствует условие с возникновением инверсий (рис. 6б). Для нижнего уровня почти полностью отсутствуют инверсии (рис. 6в). Инверсии можно связать с наличием на тех высотах турбулентных структур.

Наблюдаемые “всплесковые” изменения концентраций пылевого аэрозоля на малой высоте до 1.5 м, как правило, коррелируют с усилениями ветра. На рисунках 7–8 приведено несколько примеров временных разверток различных состояний 2020–2022 г. в дневное время с сопоставлением с величиной $U - \bar{U}$ (отклонение значений скорости ветра от 7-минутного скользящего среднего):

– при скорости ветра, превышающей пороговое значение, с сальтационным переносом у поверхности (>5 м/с);

– при малой скорости ветра (<5 м/с).

Изменения, происходящие в течение 5–15 мин, указывают на возможные колебания массовых концентраций аэрозоля в пределах от 20 до 100 мкг/м³ в дневное время при высоких темпе-

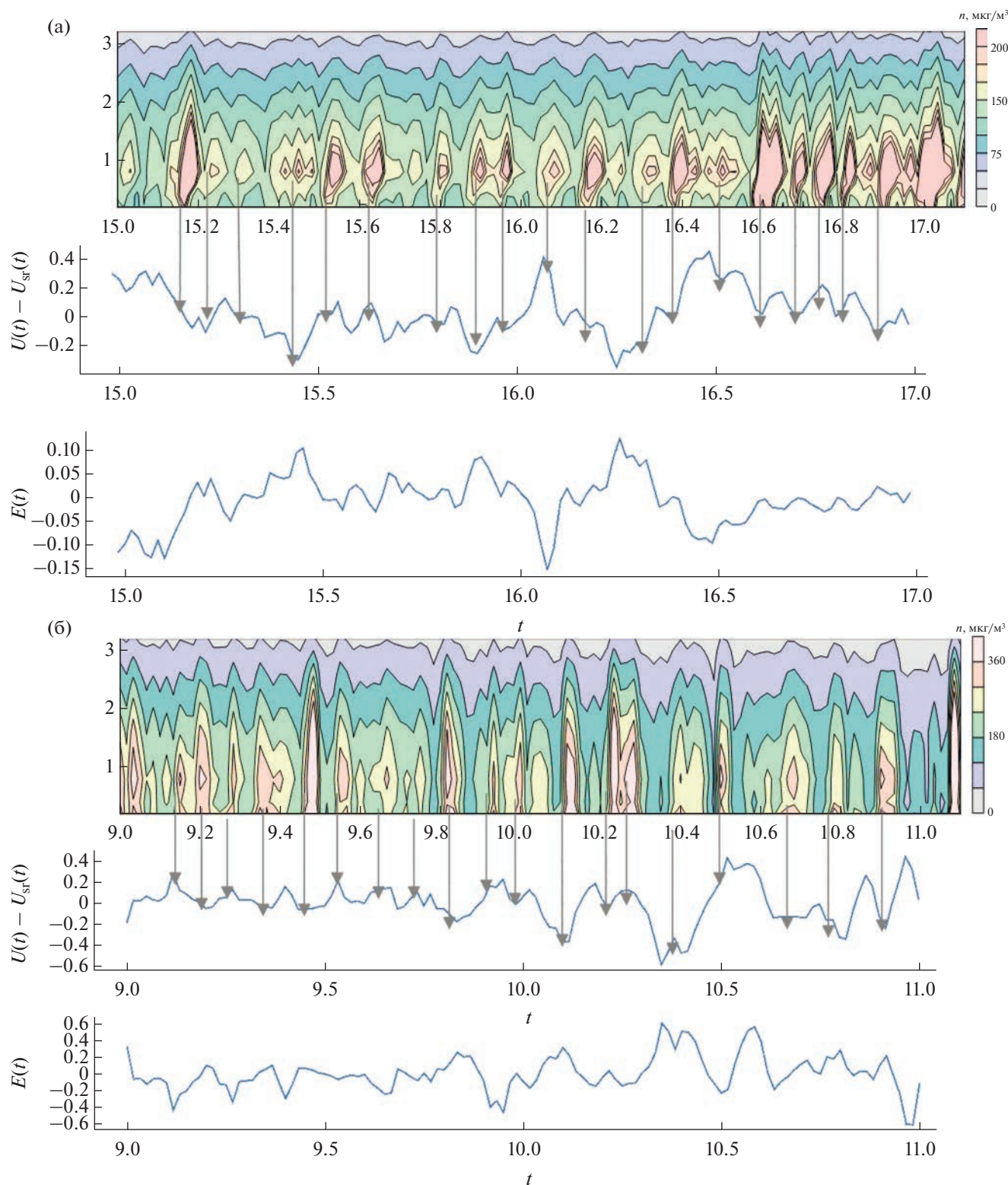


Рис. 7. Примеры временных разверток изменения массовой концентрации с высотой: (а) 29.07.2020 — с инверсиями и средней скоростью ветра 5.8 м/с; (б) 25.07.2021 — ступенные профили для -0.5 без инверсий и средней скоростью ветра 2.9 м/с.

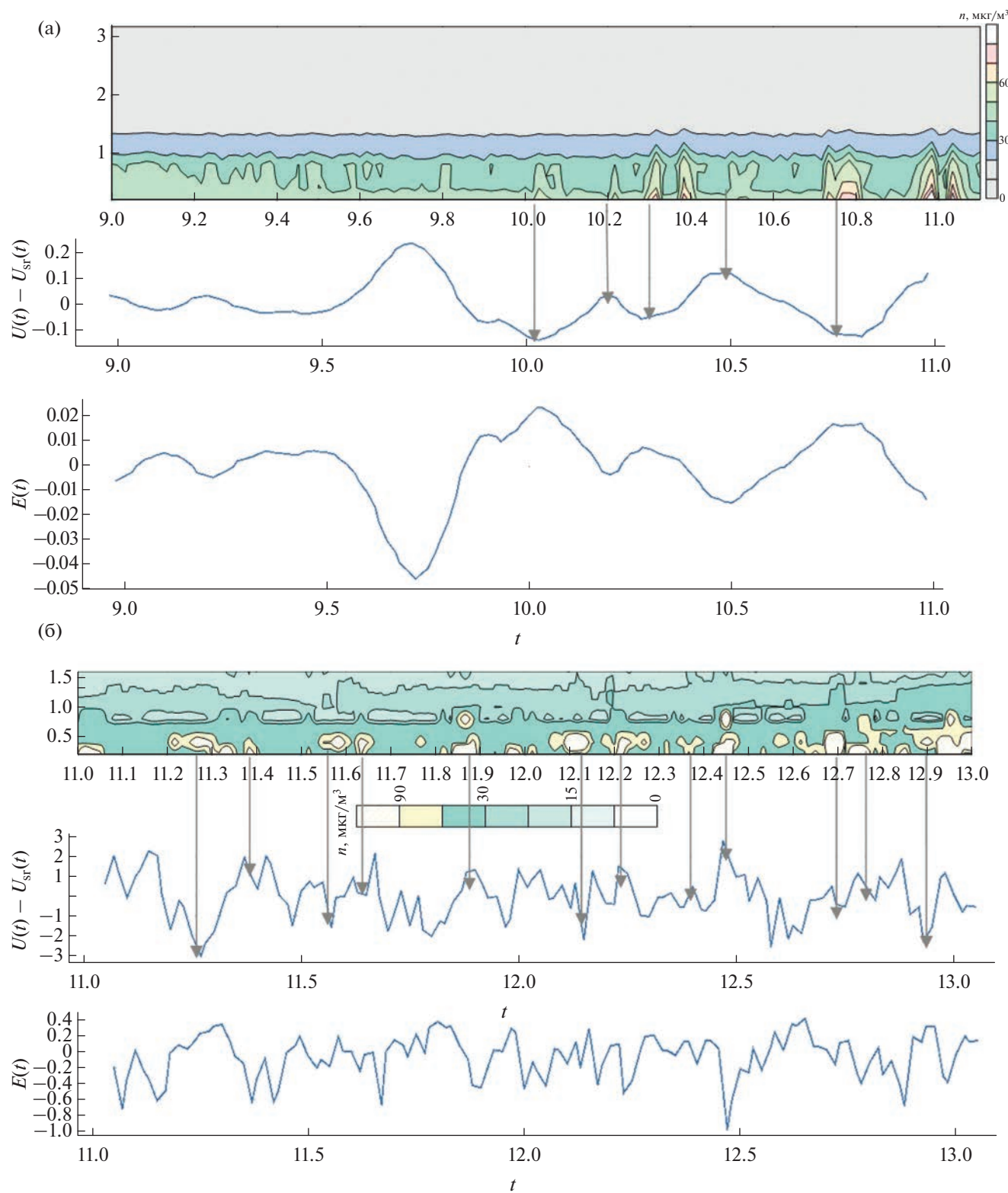


Рис. 8. Примеры временных разверток изменения массовой концентрации с высотой: (а) 27.07.2020 — степенные профили для -1 с эпизодически возникающими инверсиями и средней скоростью ветра 7.0 м/с; (б) 22.07.2022 — степенные профили для -0.5 , средняя скорость ветра 5.4 м/с.

ратурах и небольших динамических скоростях. С усилением ветра в течение получаса концентрация на уровне 20–40 см возрастает до величины 200–500 мкг/м³.

Всплески массовой концентрации хорошо коррелируют с отклонением скорости воздушного потока от 7-минутного скользящего среднего (рис. 7–8). При допороговых скоростях ветра относительно более редкие и слабые всплески могут быть связаны с тепловой циркуляцией.

Отметим также связь экстремумов потока турбулентной энергии с моментом возникновения всплесков. Минимумы и падение потока чаще связаны с инверсиями, когда турбулентные структуры более крупные, а максимумы со всплесками без инверсий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты анализа многоуровневых измерений вертикальных профилей концентрации пылевого аэрозоля в аридных условиях демонстрируют степенные зависимости с показателем степени, изменяющимся в зависимости от ветрового режима. При сильном ветре достигает значений, близких к -1 . При слабом ветре зависимость от высоты оказывается близкой к наклону с показателем $-1/2$, что можно объяснить развитием микроконвекции в результате охлаждения частиц пыли, поднятых с поверхности. Вокруг пылинок возникают теплые пузырьки воздуха, формируя теплые кластеры. За счет генерации новых пылевых микрочастиц в результате сальтаций крупных частиц у поверхности и других процессов происходит обновление теплых кластеров. Подъем их от поверхности до небольшой высоты обеспечивает устойчивый профиль пылевого поля. Исходя из этого, полученный теоретически для профиля концентрации показатель степени наклона соответствует наиболее устойчивым наблюдаемым значениям $-1/2$.

Из общей картины временного хода концентрации выделяются события с ее всплесковыми изменениями. Это связано с тем, что у поверхности имеются турбулентные структуры различного масштаба. Их движение вдоль поверхности сопровождается отрывом и выносом пылевого аэрозоля, находящегося внутри них, вертикально вверх. Это создает всплеск изменений концентрации на разных высотах. Сопоставление временных разверток пульсационных составляющих скорости ветра и потока турбулентной энергии показывает наличие связей времени возникновения всплеска и возникновения экстремумов этих величин.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда — проект № 23-27-00480 “Ис-

следование генерации и выноса пылевого аэрозоля над аридными территориями в условиях неоднородностей рельефа и температуры”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Баренблатт Г.И., Голицын Г.С.* Локальная структура развитых пыльных бурь. М.: МГУ. 1973. 44 с.
- Бютнер Э.К.* Динамика приповерхностного слоя воздуха. Л.: Гидрометиздат, 1978. 156 с.
- Васильченко И.В.* Приближенный термодинамический анализ локальных восходящих токов в атмосфере // Тр. ГГО. Вып. 72. 1957. С. 3–18.
- Вульфсон Н.И.* Исследование конвективных движений в свободной атмосфере. М.: Акад. наук СССР, 1961. 522 с.
- Зельдович Я.Б.* Предельные законы свободно-восходящих конвективных потоков // ЖЭТФ. 1937. Т. 7. В. 12. С. 1463–1465.
- Ингель Л.Х.* О предельных законах свободновосходящих конвективных струй и термиков от локальных источников тепловыделяющей примеси // Инженерно-физический журн. 2019. Т. 92. № 6. С. 2526–2534.
- Малиновская Е.А., Чхетиани О.Г., Максименков Л.О.* Влияние направления ветра на распределение зольных микрочастиц по размерам // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2021. Т. 57(5). С. 539–554.
- Малиновская Е.А., Чхетиани О.Г., Голицын Г.С., Лебедев В.А.* О вертикальном распределении пылевого аэрозоля в условиях слабых и умеренных ветров // Доклады Российской академии наук. Науки о Земле. 2023. Т. 509(2). С. 109–117.
- Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Теория турбулентности. Часть 1. СПб.: Гидрометеоиздат, 1992. 694 с.
- Семенов О.Е.* Введение в экспериментальную метеорологию и климатологию песчаных бурь. М.: Физматкнига, 2020. 448 с.
- Чхетиани О.Г., Голицын Г.С.* Обнаружение и распространение диффузионных пятен примеси и время их жизни // ДАН. 2014. Т. 455. № 5. С. 550–553.
- Alfaro S.C., Gaudichet A., Gomes L., Maillé M.* Modeling the size distribution of a soil aerosol produced by sand-blasting // J. Geophysical Research: Atmospheres. 1997. V. 102, D10. P. 11239–11249.
- Batchelor G.K.* Heat convection and buoyancy effects in fluids // Quart. J. R. Met. Soc. 1954. V. 80. Iss. 345. P. 339–358.
- Chkhetiani O.G., Gledzer E.B., Artamonova M.S., Iordanskii M.A.* Dust resuspension under weak wind conditions: direct observations and model // Atmospheric Chemistry and Physics. 2012. V. 12(11). P. 5147–5162.
- Fernandes R., Dupont S., Lamaud E.* Investigating the role of deposition on the size distribution of near-surface dust flux during erosion events // Aeolian Research. 2019. V. 37. P. 32–43.
- Gillette D.A., Fryrear D.W., Gill T.E., Ley T., Cahill T.A., Gearhart E.A.* Relation of vertical flux of particles smaller than 10 μm to total aeolian horizontal mass flux

- at Owens Lake // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 1997. V. 102, D22. P. 26009–26015.
- Gillies J.A., Berkofsky L. Eolian suspension above the saltation layer, The Concentration Profile // *J. Sedimentary Research*. 2004. V. 74. № 2. P. 176–183.
- Houser C.A., Nickling W.G. The emission and vertical flux of particulate matter <10 μm from a disturbed clay-crusted surface // *Sedimentology*. 2001. V. 48. № 2. P. 255–267.
- Ishizuka M., Mikami M., Leys J., Yamada Y., Heidenreich S., Shao Y., McTainsh G.H. Effects of soil moisture and dried raindrop crust on saltation and dust emission // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2008. V. 113. P. D24.
- Ishizuka M., Mikami M., Leys J.F., Shao Y., Yamada Y., Heidenreich S. Power law relation between size-resolved vertical dust flux and friction velocity measured in a fallow wheat field // *Aeolian Research*. 2014. V. 12. P. 87–99.
- Ju T., Li X., Zhang H., Cai X., Song Y. Parameterization of dust flux emitted by convective turbulent dust emission (CTDE) over the Horqin Sandy Land area // *Atmospheric Environment*. 2018. V. 187. P. 62–69.
- Khalfallah B., Bouet C., Labiadh M.T., Alfaro S.C., Bergametti G., Marticorena B., Rajot J.L. Influence of atmospheric stability on the size distribution of the vertical dust flux measured in eroding conditions over a flat bare sandy field // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2020. V. 125. № 4. P. e2019JD031185.
- Klose M., Shao Y. Stochastic parameterization of dust emission and application to convective atmospheric conditions // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2012. V. 12(16). P. 7309–7320.
- Klose M., Shao Y. Large-eddy simulation of turbulent dust emission // *Aeolian Research*. 2013. V. 8. P. 49–58.
- Lanigan D., Stout J., Anderson W. Atmospheric stability and diurnal patterns of aeolian saltation on the Llano Estacado // *Aeolian Research*. 2016. V. 21. P. 131–137.
- Li X.L., Klose M., Shao Y., Zhang H.S. Convective turbulent dust emission (CTDE) observed over Horqin Sandy Land area and validation of a CTDE scheme // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2014. V. 119. № 16. P. 9980–9992.
- Macpherson T., Nickling W.G., Gillies J.A., Etyemezian V. Dust emissions from undisturbed and disturbed supply-limited desert surfaces // *J. Geophysical Research: Earth Surface*. 2008. 113, F2.
- Maher B.A., Prospero J.M., Mackie D., Gaiero D., Hesse P.P., Balkanski Y. Global Connections between aeolian dust, climate and ocean biogeochemistry at the present day and at the Last Glacial Maximum // *Earth-Science Reviews*. 2010. V. 99. № 1–2. P. 61–97.
- Neuman C.M.K., Boulton J.W., Sanderson S. Wind tunnel simulation of environmental controls on fugitive dust emissions from mine tailings // *Atmospheric Environment*. 2009. V. 43. № 3. P. 520–529.
- Shao Y. A model for mineral dust emission // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2001. V. 106. D17. P. 20239–20254.
- Shao Y. *Physics and Modeling of Wind Erosion*. Springer, 2008. 452 c.

Stability of the Vertical Distribution of Dust Aerosol in Light and Moderate Winds

E. A. Malinovskaya^{1, *}, O. G. Chkhietiani¹, G. S. Golitsyn¹, and V. A. Lebedev¹

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

*e-mail: elen_am@inbox.ru

The profiles of dust aerosol mass concentration obtained with multilevel (0.2, 0.4, 0.8, 1.6, and 3.2 m) daytime measurements in arid conditions in 2020–2022 show a power dependence on height. We distinguish three main types of changes in concentration with height: a) in low wind (degrees are close to -0.5); b) spike changes in concentration when wind increases (degrees reach and exceed -1); c) inversions (concentration increases with height at two or three lower levels of measurements): weak – about $20 \text{ mg}/\text{cm}^3$, significant – more than $50 \text{ mg}/\text{cm}^3$. The power dependence of -0.5 is explained by the collective effect of the rise of the ensemble of closely located bubbles of air warmed around the dust particles. In weak and moderate winds, this mode is more common. Burst changes in concentration are associated with the emergence of turbulent structures.

Keywords: dust aerosol, wind and convective transport

УДК 551.465.4

АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ВОД В СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ ЧЕРНОГО МОРЯ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СЕЗОНОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ С УСВОЕНИЕМ ДАННЫХ ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ СЪЕМОК 2016 г.

© 2023 г. С. Г. Демьшев^{а, *}, Н. А. Евстигнеева^{а, **}

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

*e-mail: demyshev@gmail.com

**e-mail: naevstigneeva@yandex.ru

Поступила в редакцию 13.02.2023 г.

После доработки 20.05.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

В работе проведен анализ динамических и энергетических характеристик циркуляции вод в северной части Черного моря на основе усвоения в численной модели данных трех гидрологических съемок 2016 г., выполненных в экспедициях 87, 89 и 91 рейсов НИС “Профессор Водяницкий” (летний, осенний и осенне-зимний сезоны). В расчетах использовалось высокое пространственное разрешение (~1.6 км по горизонтали и 27 горизонтов по вертикали) и атмосферное воздействие, близкое к реальному. Процедура ассимиляции данных наблюдений основана на фильтре Калмана с учетом неоднородности и неизотропности ошибок оценок полей температуры и солёности. Оценены интегральные энергетические слагаемые в уравнениях бюджета кинетической и потенциальной энергии для трех сезонов. В **летний сезон** наблюдалось некоторое ослабление ОЧТ и основным механизмом формирования антициклонических вихрей вблизи г. Севастополь и у юго-восточных берегов Крыма являлась бароклинная неустойчивость течения (о чем свидетельствовали увеличения наклона изопикнических поверхностей и отрицательные значения работы силы плавучести). Антициклонический вихрь вблизи г. Ялта с радиусом около 25 км генерировался вследствие развития сдвиговой неустойчивости течения. В **осенний сезон** струя ОЧТ была прижата к берегу и отмечалось снижение количества вихрей по сравнению с летним сезоном. Образование антициклонических вихрей с радиусами около 35–40 км в западной части области было обусловлено баротропной неустойчивостью течения, формирование вихрей вдоль Крымского побережья – бароклинной неустойчивостью. В **осенне-зимний сезон** ОЧТ имело ярко выраженный струйный характер и при ослаблении ветрового воздействия наблюдалось усиление процессов бароклинной неустойчивости с генерацией вихрей разных масштабов между берегом и ОЧТ, а также в области, расположенной между 31.5 и 33° в.д. В течение всех сезонов вдоль западного и восточного побережья Крыма при действии слабых ветров могли генерироваться антициклонические и циклонические вихри малых масштабов в верхнем слое при обтекании береговой линии и неоднородностей рельефа дна.

Ключевые слова: Черное море, численное моделирование, высокое пространственное разрешение, ассимиляция данных наблюдений, мезомасштабные и субмезомасштабные вихри

DOI: 10.31857/S0002351523050048, EDN: UERKYY

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время Морской гидрофизический институт (МГИ) РАН активно продолжает выполнять экспедиционные наблюдения за термохалинной структурой вод Черного моря, которые позволяют пополнять базу гидрологических данных моря, выявлять и уточнять ряд особенностей сезонной и синоптической изменчивости гидрофизических полей. Также накапливаются данные инструментальных измерений течений с помощью акустического измерителя ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) и результаты

геострофических расчетов по данным гидрологических съемок.

В [Артамонов и др., 2017] представлены результаты исследования динамики и структуры вод северо-западной части Черного моря в сентябре 2013 г. в период аномального осеннего охлаждения поверхностных вод. Показано, что температура в поверхностном слое была примерно на 1.5–2.5°C ниже среднемесячной климатической нормы. Основное Черноморское течение (ОЧТ) меандрировало и по мере продвижения на запад разворачивалось в юго-западном направлении,

зафиксирована северо-восточная периферия Севастопольского антициклона. В [Артамонов и др., 2016] изучены гидрологические условия в западной части Черного моря в ноябре 2015 г. Высокие положительные аномалии температуры прослеживались у берегов Крыма в области максимальных межгодовых вариаций и в южной части — в области повышения синоптической изменчивости. ОЧТ было представлено прибрежной ветвью над свалом глубин и южной ветвью, проходящей через центральную часть полигона. В [Артамонов, Скрипалева и др., 2018] и [Артамонов, Алексеев и др., 2018] по данным трех съемок, проведенных в северной части Черного моря в июле, октябре и в ноябре—декабре 2016 г., показано, что сезонный сигнал проявлялся в последовательном понижении средней температуры верхнего квазиоднородного слоя, увеличении температуры в ядре холодного промежуточного слоя и увеличении глубин залегания нижней границы верхнего квазиоднородного слоя. Стрежень ОЧТ располагался над свалом глубин, максимальные скорости имели место у юго-западных берегов Крыма, проявление Севастопольского антициклона (наиболее четко выраженного в октябре) фиксировалось в распределениях гидрологических характеристик. В [Артамонов и др., 2019] представлены результаты исследования структуры вод в зоне ОЧТ в апреле—мае и в июне—июле 2017 г. Сезонные изменения наблюдались в ослаблении скорости ОЧТ, повышении поверхностной температуры, понижении поверхностной солёности, уменьшении глубины нижней границы верхнего квазиоднородного слоя. Синоптическая изменчивость проявилась в меандрировании ОЧТ и в образовании вихрей. Некоторые особенности проявления синоптических круговоротов в термохалинных полях и на глубинах залегания различных изоперхностей были уточнены с помощью данных экспедиционных измерений (например, [Артамонов и др., 2019] и [Артамонов и др., 2020]).

Важно также отметить систематические инструментальные исследования и анализ спутниковой информации, проводимые на гидрофизическом полигоне (Полигон “Геленджик”, <http://polygon.ocean.ru/index.php>) в прибрежной зоне Черного моря в районе г. Геленджик на базе Южного отделения Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН [Зацепин и др., 2017, 2018; Сильвестрова и др., 2016]. Основу полигона составляют автономные заякоренные и донные станции, измеряющие профили гидрофизических параметров с высоким пространственно-временным разрешением. В настоящее время одной из актуальных задач является использование Полигона “Геленджик” для разработки и опробования технологии оперативной океанографии прибрежных зон морей России на основе применения высокоразрешающих гидродинамических

моделей с усвоением данных береговой радиолокации и автономных гидрофизических станций с передачей данных в режиме реального времени.

Проведенные ранее численные эксперименты по расчету гидрофизических полей показали эффективность использования гидродинамических моделей с блоком усвоения данных контактных наблюдений. Анализ реконструированных непрерывных по пространству и времени полей течений, температуры, солёности продемонстрировал возможность изучать закономерности эволюции вихрей и течений на различных масштабах, а также особенности формирования термохалинных полей. В [Agoshkov et al., 2007] сформулирована и исследована проблема вариационной ассимиляции данных функции уровня моря в модели гидротермодинамики океана. Было получено, что при таком способе ассимиляции модель быстро “забывает” усвоенный уровень, так как он не успевает переформировывать термохалинные данные. При усвоении спутниковых альтиметрических данных успешно применяется алгоритм, описанный в [Дорофеев и др., 2004] и развиваемый в МГИ РАН. Аномалии уровня сразу же пересчитываются в аномалии термохалинного состояния верхнего слоя моря, оказывая больший вклад изменений уровня в изменение циркуляции моря и лучше отражающий гидрофизику. В [Кныш и др., 2012] рассмотрено использование данных измерений температуры, солёности и скорости течений при их усвоении на основе фильтра Калмана в гидродинамической модели в приэкваториальной области западной Атлантики. В [Oke et al., 2010] описана система прогнозов *BlueLink* с использованием ансамблевой оптимальной интерполяции (*EnOI*) для ассимиляции океанических данных. В [Беляев и др., 2012] рассмотрены несколько методов ассимиляции данных (расширенный фильтр Калмана, метод оптимальной интерполяции и метод, основанный на приложениях уравнения Фоккера-Планка). Эксперименты проведены на основе модели *HYCOM* (Университет Майами, США) с использованием данных с дрейфтеров *ARGO*. В [Агошков и др., 2013] сформулирована и численно исследована задача вариационной ассимиляции данных о температуре поверхности моря для модели динамики Черного моря с целью восстановления потоков тепла на поверхности. В [Зеленько и др., 2016] представлена система усвоения океанографических данных, развиваемая в Гидрометцентре России. Входными для анализа данными служили результаты измерений температуры и солёности воды в верхнем 1400-метровом слое океана с различных наблюдательных платформ. Усвоение осуществлялось в рамках последовательной циклической схемы анализ—прогноз—анализ. В [Kaurkin et al., 2018] реализована параллельная реализация метода ансамблевой интерполяции для усвоения

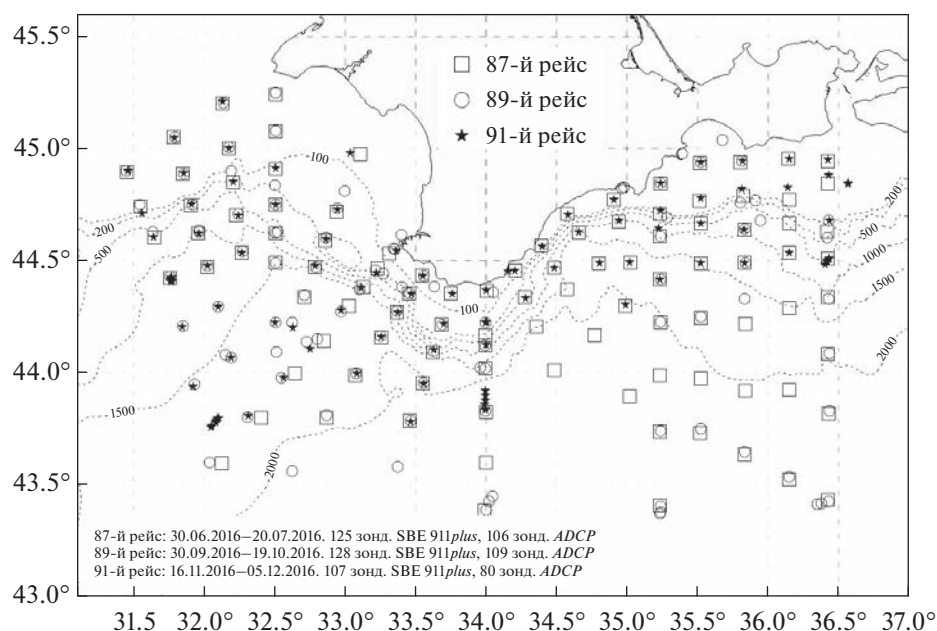


Рис. 1. Схема станций 87, 89 и 91 рейсов НИС “Профессор Водяницкий” [Артамонов и др., 2018]

данных наблюдений в модели динамики океана и проанализированы результаты численных экспериментов в Северной Атлантике с использованием данных спутниковой альтиметрии AVISO со спутника Jason-1. В [Agoshkov et al., 2018] на основе математической модели динамики Балтийского моря сформулирована и исследована задача вариационного усвоения среднесуточных данных о температуре поверхности моря с использованием ковариационных матриц ошибок данных наблюдений. В [Fomin et al., 2020] продемонстрирована возможность использования морской системы оперативного диагноза и прогноза, разработанной в Государственном океанографическом институте им. Зубова, для краткосрочного прогнозирования гидрометеорологических характеристик Каспийского моря. В [Дианский и др., 2020] представлена комплексная Система Морских Ретроспективных расчетов и Прогнозов (СМРП) гидрометеорологических и ледовых характеристик на примере её реализаций для акватории Азовского моря и Керченского пролива. В [Zakharova et al., 2021] представлены результаты экспериментов по ассимиляции данных наблюдений в численной модели гидротермодинамики Черного и Азовского морей с различными версиями данных наблюдений ЦКП “ИКИ-Мониторинг” (<http://ckp.geosmis.ru/>). Анализ результатов расчета гидрофизических полей Черного, Азовского и Мраморного морей по модели циркуляции INMOM, реализованной с пространственным разрешением 4 км, с различными алгоритмами усвоения данных о температуре поверхности моря с сенсора SEVIRI, установленного на спутники MSG, посвящена статья [Фомин и др., 2023].

В [Демышев и др., 2021] процедура усвоения данных наблюдений, развитая в работах [Кныш и др., 1988] и [Кортаев и др., 2018], использовалась для анализа гидрологической съемки в сентябре 2007 г. у западного побережья Крыма и в районе г. Севастополь, в которой были восстановлены антициклонический вихрь в Каламитском заливе в верхнем слое воды, антициклонический вихрь с радиусом около 15 км между 32.2 и 32.6° в.д. во всем слое воды, интенсивное течение вблизи г. Севастополь и вдоль западного берега Крыма, вихри с радиусом менее 10 км различного знака вращения в верхнем слое вдоль побережья.

В 2016 г. было выполнено несколько последовательных гидрологических съемок (экспедиции 87, 89 и 91-го рейсов НИС “Профессор Водяницкий”), что дало возможность провести подробный анализ гидрофизических полей и сравнить полученные особенности циркуляции в зависимости от времени года. На рис. 1 представлены станции, на которых были получены данные по температуре и солёности Черного моря.

Целью данной работы являлось изучение закономерностей формирования особенностей циркуляции в северной части Черного моря в зависимости от сезона на основе четырехмерного анализа гидрофизических полей, восстановленных с помощью модели МГИ, и данных гидрологических измерений 87, 89 и 91-го рейсов НИС “Профессор Водяницкий” (летний, осенний и зимний сезоны 2016 г.). Для изучения полученных особенностей динамики течений рассчитывались энергетические характеристики циркуляции и анализировались вертикальные разрезы в поле плотно-

сти. В отличие от работы [Демышев и др., 2021], гидрофизические поля рассчитывались для всего Черного моря и использовался более обширный набор данных по времени и пространству.

ПАРАМЕТРЫ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ, ОПИСАНИЕ ИСПОЛЪЗУЕМЫХ НАТУРНЫХ ДАННЫХ И УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕННЫХ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Используемая численная модель динамики Черного моря, разработанная в МГИ и основанная на полных уравнениях термогидродинамики океана в приближении Буссинеска, гидростатики и несжимаемости морской воды, краевые условия на поверхности, на дне и на твердых боковых стенках подробно описаны в работе [Демышев, 2021]. Система уравнений модели была дополнена уравнениями изменения плотности кинетической и потенциальной энергии [Демышев, 2004], на основе которых были рассчитаны энергетические характеристики циркуляции.

Символьная запись уравнения бюджета кинетической энергии (КЭ) имела вид:

$$E_t + Adv(P + E) = \Pi \leftrightarrow E + F_{Bfr}^{\tau}(E) - Diss_{Ver}(E) - Diss_{Hor}(E) + D_{Fic}(E),$$

где $Adv(P)$ — работа силы давления, $Adv(E)$ — адвекция кинетической энергии, $\Pi \leftrightarrow E$ — работа силы плавучести, $F_{Bfr}^{\tau}(E)$ — изменение КЭ за счет работы силы ветра и за счет трения о дно, $Diss_{Ver}(E)$ и $Diss_{Hor}(E)$ — диссипация энергии вследствие вертикального и горизонтального внутреннего трения, $D_{Fic}(E)$ — перераспределение кинетической энергии в бассейне и ее потеря за счет трения о боковые стенки.

Для усвоения данных трех гидрологических съемок 2016 г. использовалась процедура четырехмерного анализа [Кныш и др., 1988] и [Коротаев и др., 2018], основанная на фильтре Калмана, с учетом неоднородности и неизотропности ошибок оценок полей температуры и солёности. В начальный момент времени в качестве дисперсии ошибок оценок полей температуры, солёности задавались типичные дисперсии ошибок прогноза температуры и солёности, рассчитанные в [Коротаев и др., 2018]. На всех границах в качестве первого приближения предполагалось задание условий $\partial D_T^2 / \partial n = 0$, $\partial D_S^2 / \partial n = 0$, где D_T , D_S — поля среднеквадратических ошибок оценок полей T и S .

Численные расчеты по модели Черного моря проведены на горизонтальной сетке 1.64×1.64 км, по вертикали использовалось 27 горизонтов (z -уровней). Шаг по времени выбран 96 с. Коэффициенты турбулентного обмена импульсом и диффузии по вертикали рассчитывались в соответствии с параметризацией Меллора-Ямады 2.5

[Mellor et al., 1982]. Влияние рек на циркуляцию учитывалось с помощью точечных источников воды с заданными скоростями. Для задания температуры, солёности и скорости в устьях рек и проливах использовались климатические данные [Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР, 1991]. Коэффициенты турбулентной вязкости и диффузии по горизонтали, а также коэффициент горизонтальной турбулентной диффузии дисперсии ошибок были выбраны по результатам вспомогательных экспериментов.

Анализ полей проводился для **летнего, осенне-го и осенне-зимнего** сезонов. Расчетные периоды времени 2016 г. — с 28 июня по 18 июля, с 29 сентября по 20 октября и с 15 ноября по 5 декабря (включены дни проведения экспедиционных рейсов, 125, 128 и 107 станций соответственно).

В работе использовались данные гидрологических съемок в 2016 г. на НИС “Профессор Водяницкий” о вертикальном и пространственном распределении температуры и солёности, взятые из банка данных МГИ [Суворов и др., 2003]. Максимальная глубина, до которой проводились зондирования, изменялась от 30 до 1900 м. Гидрологические измерения на каждой станции проводились с помощью комплекса SBE 911plus.

На поверхности моря задавались поля тангенциального напряжения трения ветра, потоки тепла, коротковолновой радиации, осадков и испарения, полученные по данным греческого центра атмосферных прогнозов SKIRON ($1/10^\circ$). Временной шаг для данных составлял 2 ч. Турбулентные потоки тепла на поверхности моря задавались из данных [NonHydrostatic SKIRON/Eta Modelling System] и не корректировались с использованием балк-формулы. Из-за особенностей географического положения в Черном море испарение преобладает над осадками [Иванов и др., 2011], поэтому осадки не корректировались в модели. Сохранение массы в модели обеспечивалось путем задания расхода воды через нижнебосфорское течение, рассчитанного таким образом, что в среднем за год сумма расходов рек и проливов и разницы между осадками и испарением была равна нулю.

Из анализа полей ветра в летний период отмечено, что с 28 июня по 11 июля преобладали ветры западного направления с максимальной скоростью до 12 м/с, с 12 июля — северо-восточные ветры с максимальной скоростью до 8 м/с. В осенний период с 29 сентября по 15 октября наблюдались ветры различного направления с максимальной скоростью до 10 м/с, с 16 октября — северо-восточные ветры с максимальной скоростью около 15 м/с. Из анализа полей ветра в осенне-зимний период отмечено, что с 15 по 17 ноября действовал северо-восточный ветер с максимальной скоростью до 10 м/с, с 18 ноября по 3 декабря преобладали

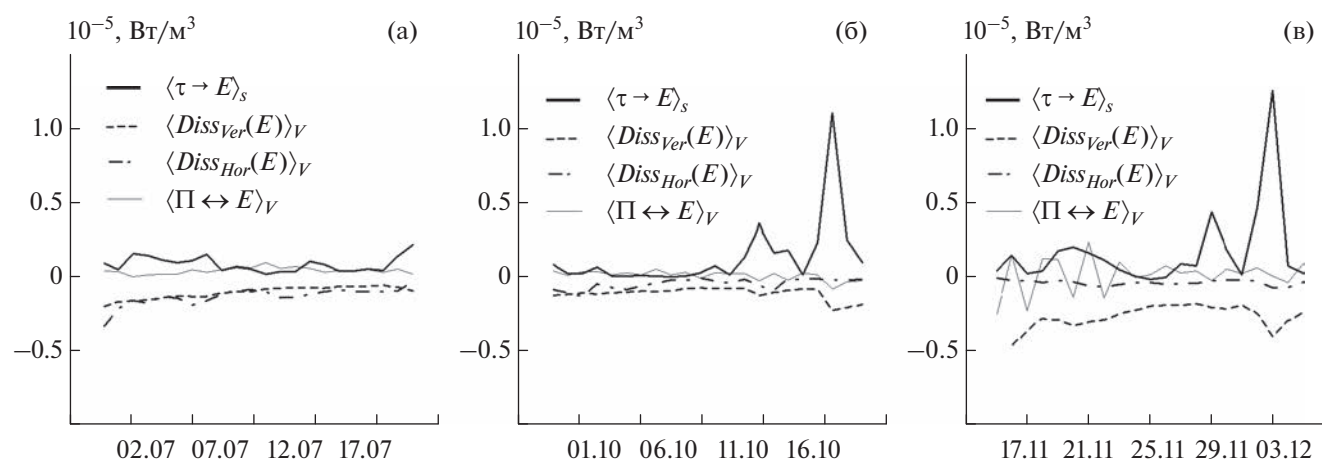


Рис. 2. Изменение со временем нормированных на объем расчетной области интегральных компонентов уравнения бюджета КЭ в летний (а), осенний (б) и осенне-зимний (в) сезоны

западные, северо-западные и юго-западные ветры с максимальной скоростью до 17 м/с.

В результате численных экспериментов были получены трехмерные поля гидродинамических и энергетических характеристик циркуляции на каждые сутки периодов интегрирования для акватории всего Черного моря. Область, расположенная между меридианами 31 и 37° в. д. и параллелями 43 и 45.5° с. ш. (рис. 1), была выбрана для анализа в следующих разделах.

АНАЛИЗ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЦИРКУЛЯЦИИ ЧЕРНОГО МОРЯ, РАССЧИТАННЫХ ДЛЯ ТРЕХ СЕЗОНОВ 2016 г.

Проанализируем изменение со временем интегральных компонентов уравнения бюджета КЭ для рассматриваемых периодов времени (рис. 2). Угловыми скобками обозначена операция интегрирования.

В летний период времени максимальный приток в кинетическую энергию (рис. 2а) был от ветра и только при уменьшении скорости ветра работа силы плавучести оказывала преобладающее влияние. Потеря энергии происходила за счет горизонтального и вертикального внутреннего трения.

В осенний и осенне-зимний периоды времени (рис. 2б и 2в) основной вклад в кинетическую энергию также, как и летом, вносила работа силы ветра, но и достигались более высокие значения из-за усиления ветрового воздействия до максимальных значений около 15–17 м/с. Значения диссипации энергии вследствие вертикального и горизонтального внутреннего трения отрицательны. При увеличении притока от ветра также увеличивались модули $Diss_{Ver}(E)$ и $Diss_{Hor}(E)$.

Изменение потенциальной энергии для всех расчетных периодов определялось, в основном, вертикальной турбулентной диффузией и адвекцией потенциальной энергии.

Отметим, что при расчете энергетических характеристик в рассматриваемой области не учитывался приток энергии через жидкие границы. Возможно поэтому на рис. 2 при слабых ветрах диссипация превышала накачку энергии.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА 1 (ЛЕТНИЙ СЕЗОН)

В начальном поле течений (28 июня) наблюдались в верхнем слое антициклонический вихрь у юго-восточных берегов Крыма и циклонический вихрь у юго-западных берегов Крыма с радиусами около 25 км, а также два антициклонических вихря с радиусами около 25–30 км в западной части рассматриваемой области и циклонический вихрь с радиусом около 40 км в восточной глубоководной части (прослеживались до глубины 300 м). На рис. 3 представлены рассчитанные поля течений на горизонте 5 м для 29 июня, 10 и 17 июля. В течение расчетного периода крупные вихри различного знака вращения сохранялись. Антициклонический вихрь вблизи г. Ялта (например, рис. 3в) генерировался квазипериодически и мог перемещаться в том же направлении, что и ОЧТ, время существования 5–6 дней. Одним из возможным механизмом формирования могла быть сдвиговая неустойчивость (течение на шельфе направлено на северо-восток, а в глубоководной части моря — на юго-запад).

Со 2 по 10 июля отчетливо прослеживался поток ОЧТ вдоль Крымского побережья, максимальная скорость которого составляла до 44 см/с на верхних горизонтах (например, рис. 3б). В во-

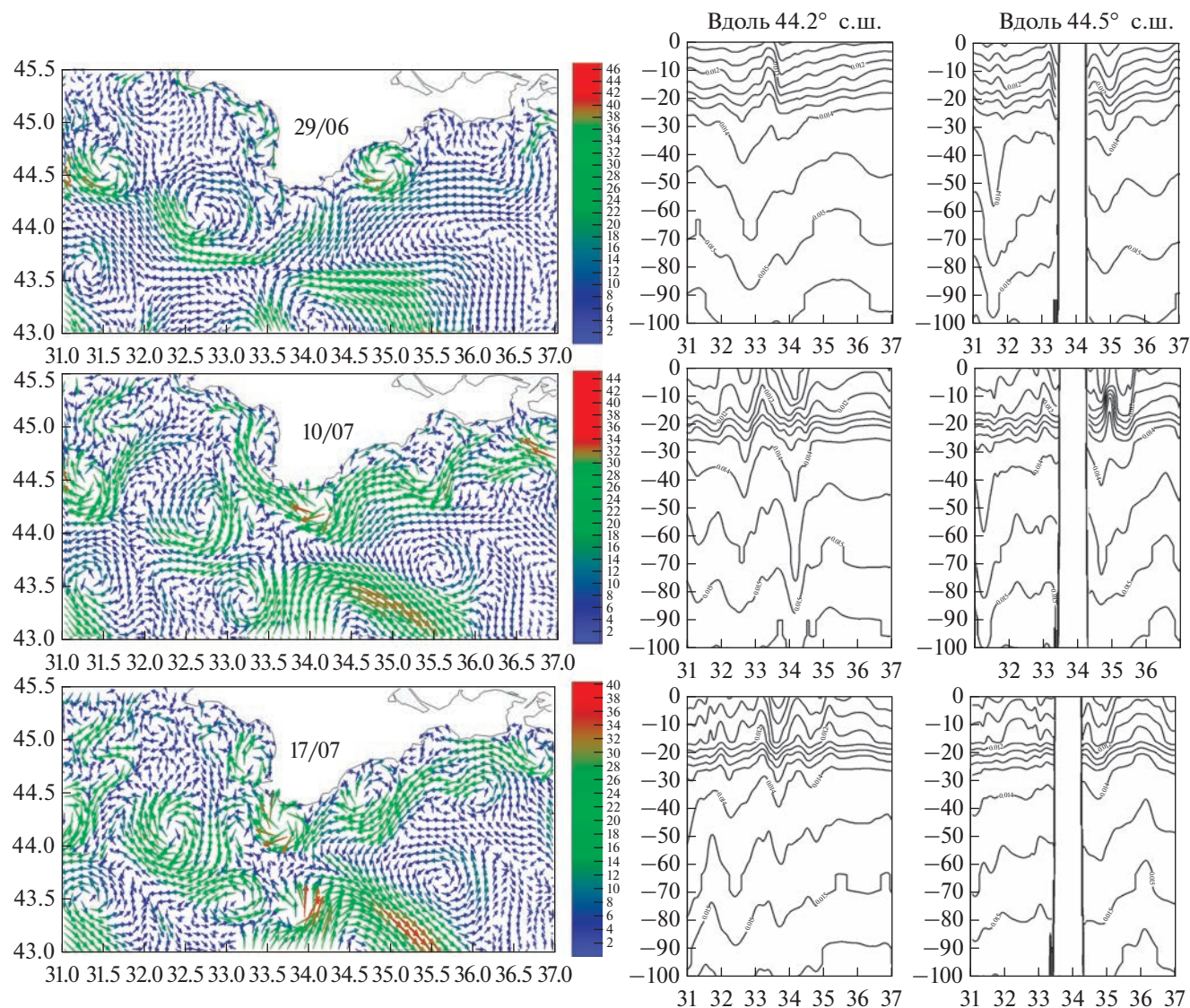


Рис. 3. Поля течений (10^{-2} м/с) на горизонте 5 м 29 июня (а), 10 июля (б) и 17 июля (в), а также вертикальные разрезы в поле плотности вдоль 44.2° и 44.5° с.ш.

сточной части области наблюдались две динамические зоны: прибрежная зона с антициклонической завихренностью течений и область циклонической завихренности в глубоководной части моря (например, рис. 3б и в).

В связи с некоторым ослаблением ветрового воздействия с 10 июля скорость ОЧТ на верхних горизонтах уменьшалась до 30 см/с (например, рис. 3в). Под влиянием ветра и особенностей рельефа дна наблюдалось меандрирование ОЧТ и формирование вихрей различных знаков с обеих сторон от стрежня течения. В Каламитском заливе и вдоль побережья наблюдались антициклонические вихри с радиусом около 15 км, в восточной глубоководной части области — циклонические вихри с радиусом 25–30 км.

Также отметим, что в течение всего расчета вдоль побережья Крыма генерировались вихри малых масштабов различного знака вращения в верхнем слое (со скоростями, не превышающими 20 см/с и временем жизни 2–3 дней). Возможный механизм формирования — набегание течения на неровности береговой линии и рельефа дна.

Далее были проанализированы распределения плотности по вертикали для различных разрезов и поля энергетических характеристик циркуляции, рассчитанные на каждые сутки периода интегрирования.

В центральной части у берега между 33.5 и 34.5° в.д. в период с 28 июня по 10 июля (например, на разрезе вдоль 44.2° с.ш. 10 июля) заглубление изопикн увеличилось. С 10 по 17 июля между

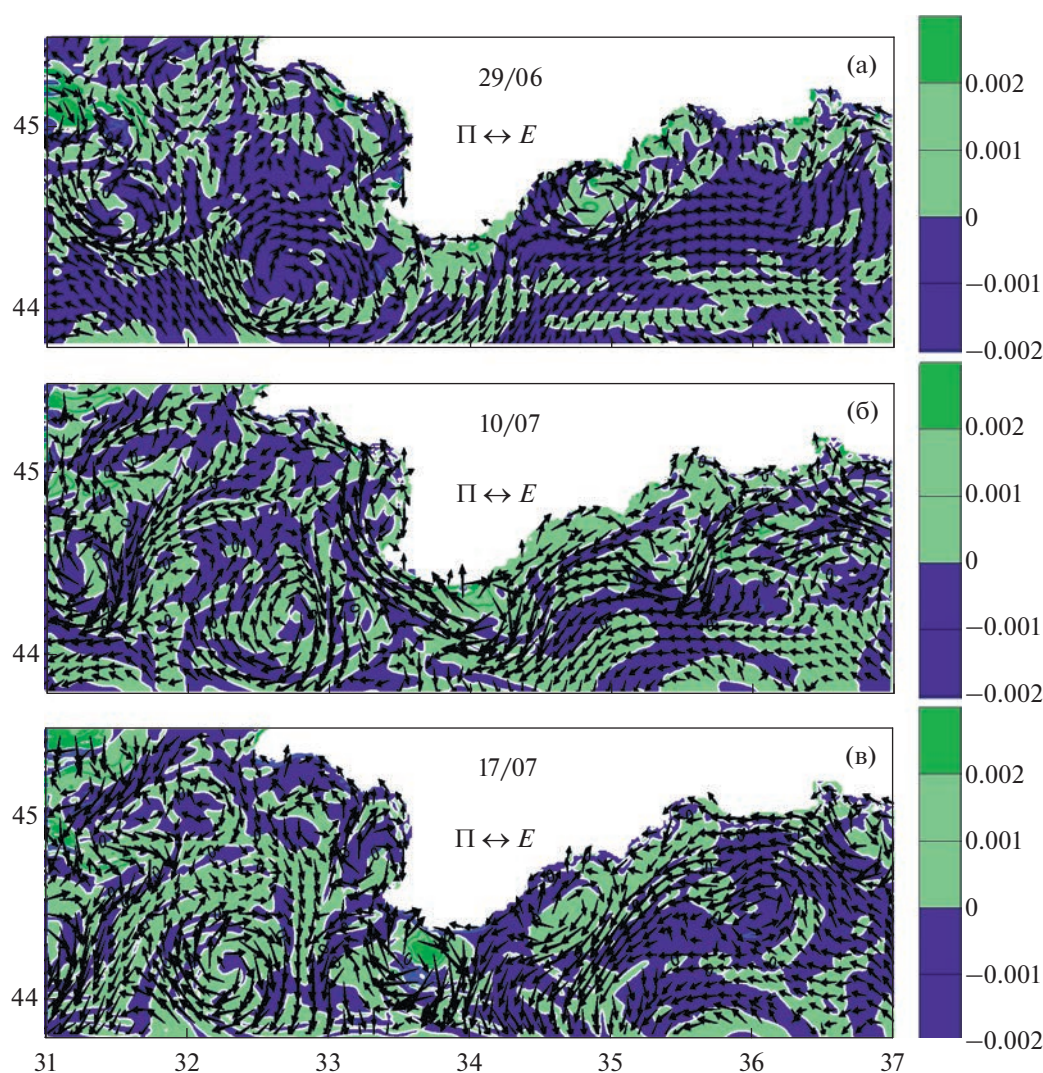


Рис. 4. Поля $P \leftrightarrow E$ (10^{-1} Вт/м³) на горизонте 5 м 29 июня (а), 10 июля (б), 17 июля (в).

35.5° и 37° в.д. (например, на разрезе вдоль 44.5° 17 октября) и в западной части области между 32 и 33° в.д. (например, 17 июля на вертикальном разрезе вдоль 44.2° с.ш.) также наблюдались увеличения наклона изопикнических поверхностей, и следовательно, росла доступная потенциальная энергия. Это является предпосылкой для генерации мезомасштабных структур в поле скорости.

Поля $P \leftrightarrow E$ (работа силы плавучести) имели сложную и изменчивую со временем пространственную структуру. Положительное значение $P \leftrightarrow E$ означает переход из ПЭ в КЭ, отрицательное значение $P \leftrightarrow E$ — переход из КЭ в ПЭ. Можно отметить преобладание отрицательных значений $P \leftrightarrow E$ в зонах формирования вихревых образований (например, рис. 4а–4в).

Данное обстоятельство и анализ вертикальных разрезов в поле плотности позволили нам пред-

положить, что возможной причиной образования антициклонических вихрей с радиусами около 25–30 км в западной части и вихрей вдоль юго-восточных берегов Крыма являлась, преимущественно, бароклинная неустойчивость.

Рассчитанные модельные поля течений не противоречат данным измерений, полученных в [Артамонов, Скрипалева и др., 2018], согласно которым циркуляция вод была представлена в основном потоками западного направления, ОЧТ представляло собой меандрирующий поток, при этом формирование вихрей и меандров наиболее интенсивно происходило в западной части съемки. Антициклонические вихри вблизи г. Севастополь и у юго-восточных берегов Крыма были заметны в распределении термохалинных характеристик.

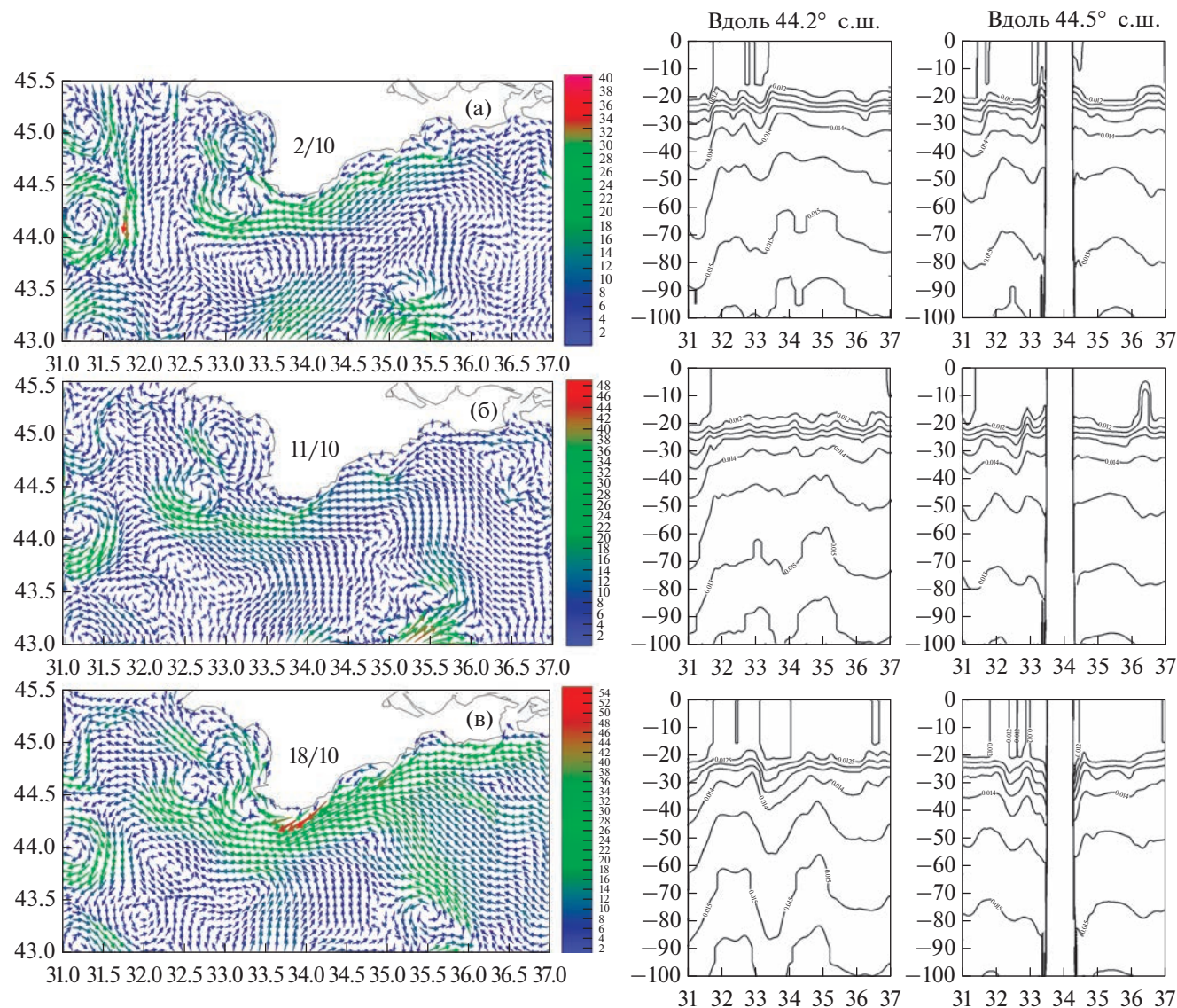


Рис. 5. Поля течений (10^{-2} м/с) на горизонте 5 м 2, 11 и 18 октября (а, б, в), а также вертикальные разрезы в поле плотности вдоль 44.2° и 44.5° с.ш.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА 2 (ОСЕННИЙ СЕЗОН)

В начальном поле течений (29 сентября) были отмечены следующие элементы циркуляции: два антициклонических вихря вблизи г. Севастополь и два антициклонических вихря в западной части области (прослеживались до глубины 300 м, с радиусами около 30 км), два антициклонических вихря с радиусами около 20 км в верхнем слое воды у юго-восточных берегов Крыма, один антициклонический и два циклонических вихря с радиусами около 35–40 км в центральной глубоководной части области (наблюдались до глубины 300 м). На рис. 5 представлены рассчитанные поля течений на горизонте 5 м для 2, 11 и 18 октября. В течение расчетного периода антициклони-

ческие вихри вблизи г. Севастополь и в западной части области (например, рис. 5а), а также циклонический вихрь между 35 и 36° в.д. сохранялись.

С 1 октября ОЧТ имело вид узкой, прижатой к Крымскому побережью, струи с максимальной скоростью до 54 см/с (17–18 октября) на верхних горизонтах (рис. 5в).

С 29 сентября по 15 октября вдоль восточного берега Крыма в верхнем слое при набегании течения на неровности береговой линии и рельефа дна формировались циклонические и антициклонические вихри малого масштаба (скорости не превышали 20 см/с, время жизни составляло 2–3 дня). Например, 2 октября у береговой черты проявилось вихревое образование с радиусом около 15 км между 35.5 и 36° в.д. (рис. 5а), 11 октября – циклони-

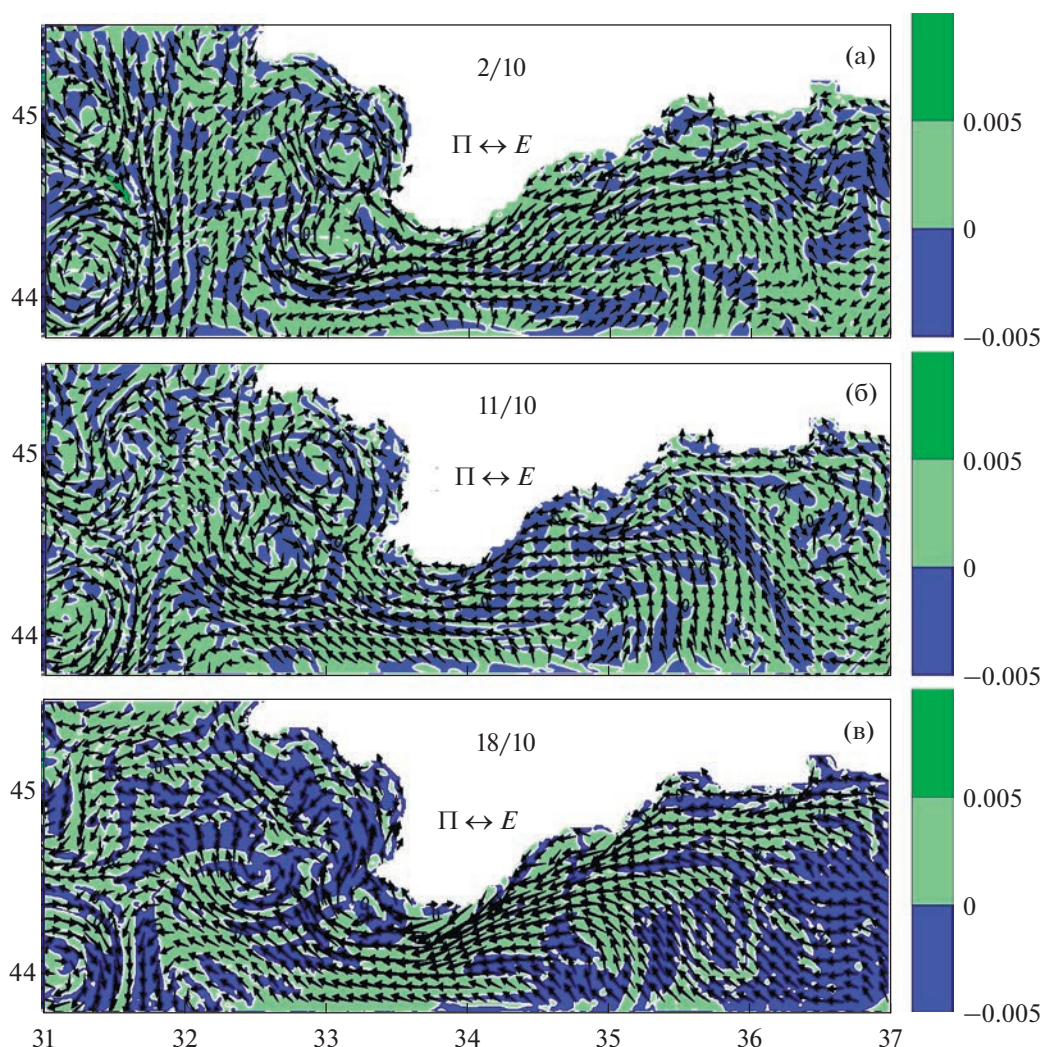


Рис. 6. Поля $P \leftrightarrow E$ (10^{-1} Вт/м³) на горизонте 5 м 2, 11 и 18 октября (а, б, в).

ческий вихрь с радиусом около 30 км между 36 и 37° в.д. (рис. 5б).

В период с 16 октября ветровое воздействие усилилось до 15 м/с и в результате развивались интенсивные течения, вихревые образования в этот период вдоль восточного берега Крыма в верхнем слое воды не наблюдались (рис. 5в).

Из анализа распределений плотности по вертикали для различных разрезов в осенний сезон отмечено следующее. В начальный момент времени и нескольких последующих расчетных дней антициклоническим вихрям между 32.5 и 33.5° в.д. (например, разрез вдоль 44.2° с.ш. 2 октября) соответствовали заглупления изопикнических поверхностей. С течением времени из-за усиления процессов вертикального перемешивания и охлаждения вод верхнего квазиоднородного слоя наблюдалось уменьшение вертикального градиента плотности (например, разрез вдоль 44.2° с.ш.

11 октября), что может приводить к баротропизации течений.

В восточной части между 36 и 37° в.д. в период с 29 сентября по 11 октября (например, на разрезе вдоль 44.5° с.ш. 11 октября), а также в центральной части у берега между 33 и 34° в.д. в период с 11 по 18 октября (например, на разрезе вдоль 44.2° с.ш. 18 октября) были отмечены увеличения наклона изопикнических поверхностей. Таким образом, в указанных областях в результате увеличения горизонтального градиента плотности развивались процессы бароклинной неустойчивости.

Также были проанализированы поля энергетических характеристик циркуляции, рассчитанные на каждые сутки периода интегрирования. На рис. 6 в качестве иллюстрации приведены поля $P \leftrightarrow E$ для 2, 11 и 18 октября.

В течение расчетного периода в полях работы силы плавучести преобладали отрицательные

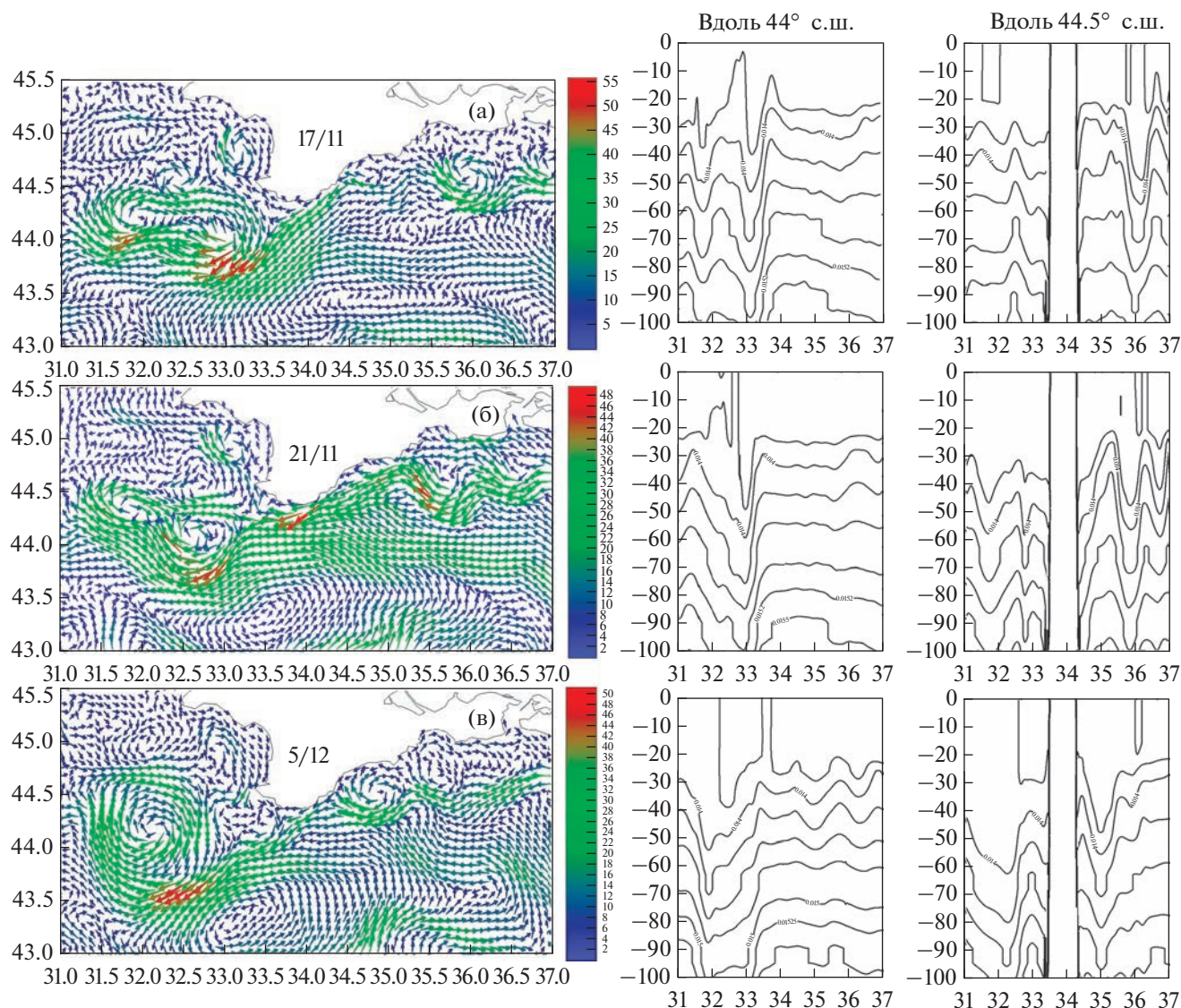


Рис. 7. Поля течений (10^{-2} м/с) на горизонте 5 м 17 ноября (а), 21 ноября (б), 5 декабря (в), а также вертикальные разрезы в поле плотности вдоль 44° и 44.5° с.ш.

значения $\Pi \leftrightarrow E$ в зонах формирования вихревых образований (например, 2 октября в восточной части, 18 октября у западных берегов). По сравнению с летним сезоном отмечено увеличение зон с положительными значениями $\Pi \leftrightarrow E$.

Полученные модельные поля течений не противоречили результатам обработки этой гидрологической съемки гидрологами [Артамонов, Скрипалева и др., 2018]: стрежень ОЧТ располагался над свалом глубин, максимальные скорости наблюдались у юго-западных берегов Крыма, в западной части прослеживался Севастопольский антициклон, на востоке съемки — антициклонический круговорот, в западной и юго-восточной частях съемки — циклонические меандры.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА 3 (ОСЕННЕ-ЗИМНИЙ СЕЗОН)

В начальном поле течений (15 ноября) были отмечены следующие элементы циркуляции: два антициклонических вихря вблизи г. Севастополь (прослеживались до глубины 300 м, с радиусами около 30 км), вихри различного знака вращений в верхнем слое воды у юго-восточных берегов Крыма и в западной части с радиусами менее 20 км.

На рис. 7 представлены рассчитанные поля течений на горизонте 5 м 17, 21 ноября и 5 декабря. В течение всего расчета ОЧТ имело ярко выраженный струйный характер (наблюдалось до глубины 100 м), было направленно на запад и юго-за-

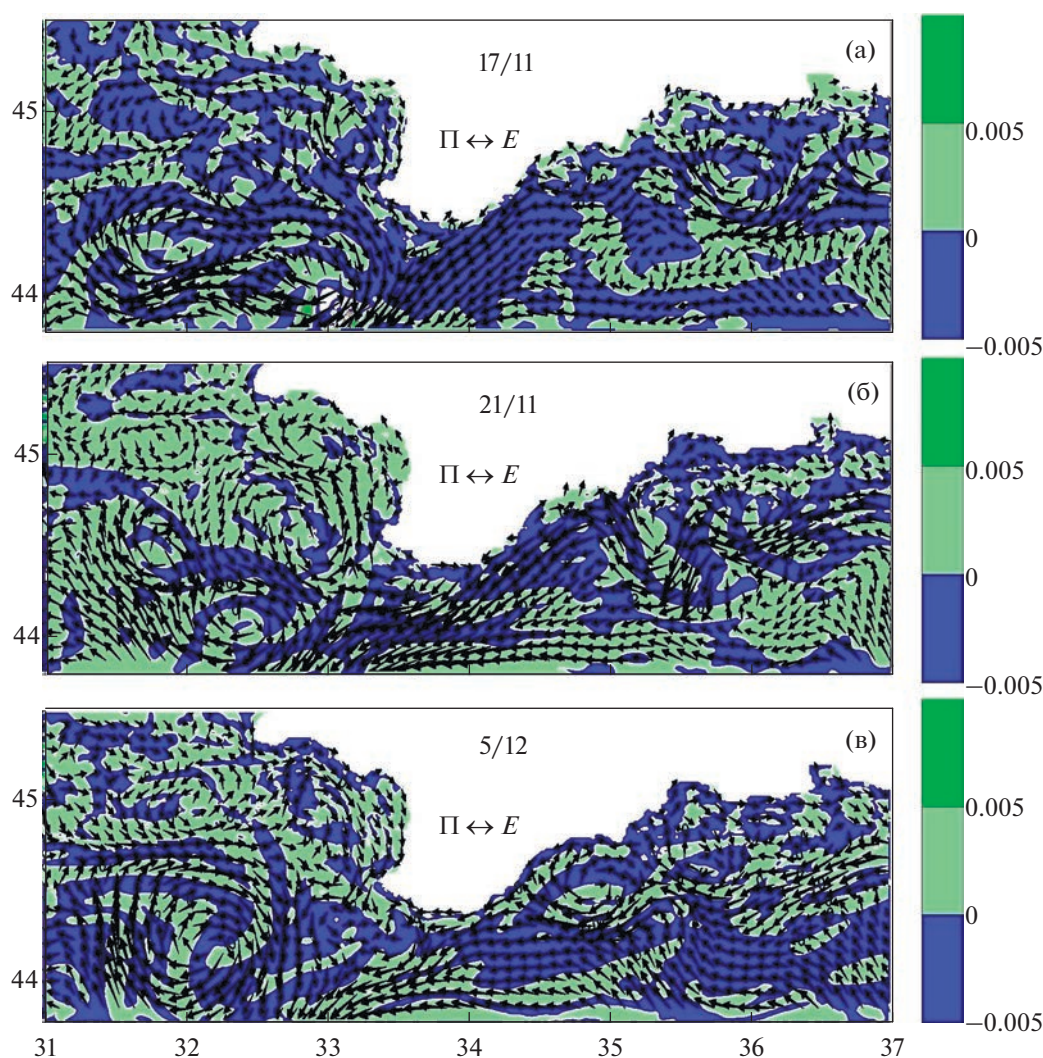


Рис. 8. Поля $P \leftrightarrow E$ (10^{-1} Вт/м³) на горизонте 5 м 17 ноября (а), 21 ноября (б) и 5 декабря (в).

пад вдоль Крымского побережья, максимальная скорость достигала 52 см/с на верхнем горизонте.

Под влиянием изменчивого поля ветра и особенностей береговой черты наблюдалось меандрирование ОЧТ и формирование вихрей различных знаков с обеих сторон от стрежня течения. В западной части генерировались и развивались циклонических и антициклонических вихрей малого масштаба.

Крупные вихри в западной части области (рис. 7а и 7б) сохранялись с 15 по 28 ноября, а далее в течение нескольких последующих дней они слились в один, например, как на рис. 7в (5 декабря). Антициклонический вихрь с радиусом около 25 км вблизи г. Ялта (прослеживался до глубины 100 м) наблюдался с 30 ноября по 5 декабря (рис. 7в).

Анализируя распределения плотности по вертикали для различных разрезов отметим, что в течение всего расчета в области 31.5 и 33° в.д. фиксировалось увеличение кривизны изопикнических поверхностей, что свидетельствует в пользу

предположения о генерации антициклонических вихрей в этом районе (например, на разрезе вдоль 44° с.ш.) за счет бароклинной неустойчивости. Увеличение наклона изопикнических поверхностей (увеличение кривизны изопикнических поверхностей) в период с 15 по 21 ноября также наблюдалось и в восточной области вдоль берега (например, на разрезе вдоль 44.5° с.ш. между 35.5 и 36.5° в.д.).

В полях работы силы плавучести можно отметить преобладание отрицательных значений $P \leftrightarrow E$ (переход из кинетической энергии в потенциальную) в зонах формирования вихревых образований, в частности, вдоль восточного побережья Крыма (например, рис. 8а–8в).

Рассчитанные поля течений не противоречат данным измерений, полученных в [Артамонов, Скрипалева и др., 2018], согласно которым фиксировалось увеличение кривизны изопикнических поверхностей, что свидетельствует в пользу

сировалось усиление ОЧТ в юго-западной части полигона, наличие циклонического меандра ОЧТ и Севастопольского антициклона на шельфе к западу от Каламитского залива.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе гидродинамической модели и данных наблюдений по температуре и солёности, полученных в ходе трех гидрологических съёмок на НИС “Профессор Водяницкий”, рассчитаны динамические, энергетические характеристики циркуляции и вертикальные разрезы в поле плотности в северной части Черного моря с высоким пространственным разрешением (~1.6 км по горизонтали и 27 горизонтов по вертикали) в периоды проведения экспедиций в 2016 г. (летний, осенний и осенне-зимний сезоны).

По результатам расчетов для всех периодов получено, что максимальный приток в кинетическую энергию был от ветра (в осенний и осенне-зимний периоды времени достигались более высокие значения, чем в летний), а также от работы силы плавучести (при уменьшении скорости ветра). Потеря энергии происходила за счет горизонтального и вертикального внутреннего трения.

В **летний сезон** (рис. 3) отчетливо наблюдался поток струи ОЧТ вдоль Крымского побережья (с максимальной скоростью до 40 см/с). В западной части и вдоль юго-восточных берегов Крыма в результате увеличения наклона изопикнических поверхностей (и, как следствие, развитии процессов бароклинной неустойчивости) формировались антициклонические вихри с радиусами около 25–30 км. Также возможным механизмом генерации антициклонического вихря вблизи г. Ялта могла быть сдвиговая неустойчивость течений. В верхнем слое вдоль западного и восточного побережья Крыма генерировались вихри малых масштабов различного знака вращения как следствие влияния орографических особенностей береговой черты на течение.

В **осенний сезон** (рис. 5) наблюдалась узкая, прижатая к Крымскому побережью, струя ОЧТ. Формирование антициклонических вихрей с радиусами около 35–40 км в западной части области было связано с баротропной неустойчивостью, формирование антициклонического вихря у Крымского побережья и циклонического вихря между 36 и 37° в.д. — с бароклинной неустойчивостью. В верхнем слое вдоль восточного побережья Крыма при некотором ослаблении ветрового воздействия при обтекании ОЧТ неровностей рельефа дна генерировались вихри малых масштабов.

В **осенне-зимний сезон** (рис. 7) ОЧТ имело ярко выраженный струйный характер (с максимальной скоростью до 52 см/с при ветровом воздействии до 17 м/с). Возможным механизмом форми-

рования антициклонических вихрей около 30 км, расположенных между 31.5 и 33° в.д. являлась бароклинная неустойчивость, которая развивалась в результате увеличения наклона изопикнических поверхностей. При уменьшении ветрового воздействия между берегом и ОЧТ генерировались вихри разных масштабов также в связи с усилением процессов бароклинной неустойчивости. Вдоль западного берега наблюдались циклонические и антициклонические вихри малого масштаба при обтекании течения неровностей береговой линии и рельефа дна.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда 23-27-00141.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 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.
- Артамонов Ю.В., Алексеев Д.В., Шутков С.А. и др. Динамика и структура вод северо-западной части Черного моря в сентябре 2013 г. // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2017. № 1. С. 4–14.
- Артамонов Ю.В., Алексеев Д.В., Кондратьев С.И. и др. Гидрологические условия в западной части Черного моря в ноябре 2015 года (по материалам 81-го рейса НИС “Профессор Водяницкий”) // Морской гидрофизический журн. 2016. № 4. С. 64–78.
- Артамонов Ю.В., Скрипалева Е.А., Алексеев Д.В. и др. Гидрологические исследования в северной части Черного моря в 2016 г. (87, 89 и 91-й рейсы НИС “Профессор Водяницкий”) // Морской гидрофизический журн. 2018. Т. 34. № 3. С. 247–253.
- Артамонов Ю.В., Алексеев Д.В., Скрипалева Е.А. и др. Особенности сезонной и синоптической изменчивости структуры вод в зоне Основного Черноморского течения в осенне-зимний период 2016 г. // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2018. № 1. С. 32–43.
- Артамонов Ю.В., Федирко А.В., Скрипалева Е.А. и др. Структура вод в зоне Основного Черноморского течения весной и летом 2017 г. (94-й, 95-й рейсы НИС “Профессор Водяницкий”) // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2019. № 1. С. 16–28.
- Артамонов Ю.В., Скрипалева Е.А., Федирко А.В. и др. Циркуляция вод в северной части Черного моря летом — зимой 2018 года // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2020. № 1. С. 69–90.

- Беляев К.П., Танажура К.А.С., Тучкова Н.П. Сравнение методов усвоения данных буев “АРГО” в гидродинамической модели океана // *Океанология*. 2012. Т. 52. № 5. С. 643–653.
- Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР. Т. IV. Черное море. Вып. 1. Гидрометеорологические условия. С.-Пб.: Гидрометеиздат, 1991. 428 с.
- Демьшев С.Г. Численная модель оперативного прогноза течений в Черном море // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2012. Т. 48. С. 137–137.
- Демьшев С.Г. Энергетика климатической циркуляции Черного моря. Ч.I. Дискретные уравнения скорости изменения кинетической и потенциальной энергий // *Метеорология и гидрология*. 2004. № 9. С. 65–80.
- Демьшев С.Г., Евстигнеева Н.А., Алексеев Д.В. и др. Анализ динамических и энергетических характеристик циркуляции вод у берегов Западного Крыма на основе ассимиляции данных наблюдений в численной модели динамики Черного моря // *Морской гидрофизический журн.* 2021. Т. 37. № 1(217). С. 23–40.
- Дианский Н.А., Фомин В.В., Коршенко Е.А., Кабатченко И.М. Система морских ретроспективных расчетов и прогнозов гидрометеорологических характеристик Азовского моря и Керченского пролива // *Экология. Экономика. Информатика. Серия: Геоинформационные технологии и космический мониторинг*. 2020. Т. 2. С. 131–140.
- Дорофеев В.Л., Коротаев Г.К. Ассимиляция данных спутниковой альтиметрии в вихреразрешающей модели циркуляции Черного моря // *Морской гидрофизический журн.* 2004. № 1. С. 52–68.
- Зацепин А.Г., Баранов В.И., Горбацкий В.В. и др. Черноморский полигон ИО РАН и перспектива его использования для решения задач прибрежной оперативной океанографии // *Мезомасштабные и субмезомасштабные процессы в гидросфере и атмосфере МСП–2018*. 2018. С. 139–142.
- Зацепин А.Г., Горбацкий В.В., Мысленков С.А. и др. Сравнение характеристик течений, измеренных КВ и СВЧ радиолокаторами на гидрофизическом полигоне ИО РАН в Черном море, с данными ADCP и дрейфтеров // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2017. Т. 14. № 7. С. 250–266.
- Иванов В.А., Белокопытов В.Н. Океанография Черного моря. Севастополь: НПЦ “ЭКОСИ-Гидрофизика”, 2011. 212 с.
- Зеленько А.А., Вильфанд Р.М., Реснянский Ю.Д. и др. Система усвоения океанографических данных и ретроспективный анализ гидрофизических полей Мирового океана // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2016. Т. 52. № 4. С. 501–513.
- Кныш В.В., Коротаев Г.К., Мизюк А.И., Саркисян А.С. Усвоение гидрологических наблюдений для расчета течений в морях и океанах // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2012. Т. 48. № 1. С. 67–85.
- Кныш В.В., Моисеенко В.А., Чернов В.В. Некоторые результаты четырехмерного анализа гидрофизических полей в Тропической Атлантике // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1988. Т. 24. № 7. С. 744–752.
- Коротаев Г.К., Кныш В.В., Лишаев П.В. и др. Применение метода адаптивной статистики для реанализа полей Черного моря с ассимиляцией псевдоизмерений температуры и солёности в модели // *Морской гидрофизический журн.* Т. 34. № 1. С. 40–56.
- Сильвестрова К.П., Мысленков С.А., Зацепин А.Г. и др. Возможности использования GPS-дрейфтеров для исследования течений на шельфе Черного моря // *Океанология*. 2016. Т. 56. № 1. С. 159–166.
- Суворов А.М., Андриющенко Е.Г., Годин Е.А. и др. Банк океанологических данных МГИ НАНУ: содержание и структура баз данных, система управления базами данных // *Системы контроля окружающей среды*. 2003. С. 130–137.
- Фомин В.В., Дианский Н.А. Влияние способов усвоения спутниковых данных о температуре поверхности моря на воспроизведение гидрофизических полей Черного, Азовского и Мраморного морей в модели INMOM // *Метеорология и Гидрология*. 2023. Т. 48. № 2. С. 15–30.
- Agoshkov V.I., Gusev A.V., Diansky N.A. and Oleinikov R.V. An algorithm for the solution of the ocean hydrothermodynamics problem with variational assimilation of the sea level function data // *Russian J. Numerical Analysis and Mathematical Modelling*. 2007. V. 22. № 2. P. 133–161.
- Agoshkov V.I., Parmuzin E.I., Zakharova N.B., Shutyaev V.P. Variational assimilation with covariance matrices of observation data errors for the model of the Baltic Sea dynamics // *Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling*. 2018. V.33. № 3. P. 146–160.
- Fomin V.V., Diansky N.A., Korshenko E.A. et al. The Marine Hindcast and Forecast System for Diagnosis and Prediction of Hydrometeorological Characteristics of the Caspian Sea and Forecast Verification Based on Field Measurements // *Russ. Meteorol. Hydrol.* 2020. № 45. P. 639–649.
- Kaurkin M.N., Ibrayev R.A., Belyaev K.P. Assimilation of the AVISO altimetry data into the ocean dynamics model with a high spatial resolution using ensemble optimal interpolation (EnOI) // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2018. V. 54. № 1. V. 56–64.
- Mellor G.L., Yamada T. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1982. V. 20. № 4. P. 851–875.
- NonHydrostatic SKIRON/Eta Modelling System. URL: <http://forecast.uoa.gr/forecastnew.php>
- Oke P.R., Brassington G.B., Griffin D.A., Schiller A. Ocean data assimilation: A case for ensemble optimal interpolation // *Aust. Meteorol. Oceanogr.* 2010. V. 59. P. 67–76.
- Zakharova N.B., Sheloput T.O., Lezina N.R. et al. Processing and assimilation of observation data for the hydrodynamics model of the Black Sea and the Sea of Azov // *J. Physics: Conference Series*. 2021. V. 2131. 022010.

Analysis of the Features of Water Circulation in the Northern Part of the Black Sea for Different Seasons on the Basis of the Results of Numerical Modeling with the Assimilation of the Data of Hydrological Surveys in 2016

S. G. Demyshev^{1, *} and N. A. Evstigneeva^{1, **}

¹*Marine Hydrophysical Institute RAS, Kapitanskaya str., 2, Sevastopol, 299011 Russia*

**e-mail: demyshev@gmail.com*

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

The analysis of the dynamic and energy characteristics of water circulation in the northern part of the Black Sea was performed on the basis of the assimilation in the numerical model of the data of three hydrological surveys in 2016, carried out on expeditions of 87, 89 and 91 cruises of the R/V Professor Vodyanitsky (summer, autumn and autumn-winter seasons). Numerical experiments were implemented on a horizontal grid ($\sim 1.6 \text{ km} \times \sim 1.6 \text{ km}$) with 27 vertical horizons and an atmospheric effect close to the real one was used. A procedure of assimilation of the observational data was based on the Kalman filter, taking into account the heterogeneity and nonisotropy of the errors of the estimates of the temperature and salinity fields. The integral energy terms in the kinetic and potential energy budget equations for three seasons were estimated. In the summer season, there was a slight weakening of the RC and the main mechanism for the formation of anticyclonic eddies near Sevastopol and near the southeastern shores of Crimea was baroclinic instability of the current (as evidenced by the increase in the slope of isopycnical surfaces and negative values of the work of the buoyancy force). An anticyclonic eddy near Yalta with a radius of about 25 km was generated due to the development of shear instability of the current. In the autumn season, the RC jet was pressed to the shore and there was a decrease in the number of eddies in comparison to the summer season. The formation of anticyclonic eddies with a radius of about 35–40 km in the western part of the region was caused by barotropic instability of the current, the formation of eddies along the Crimean coast – by baroclinic instability. In the autumn-winter season, the RC had a pronounced jet character and there was an increase in the processes of baroclinic instability with the generation of eddies of different scales between the coast and the RC, as well as in the area, located between 31.5 and 33° E , with the weakening of the wind effect. During all seasons, small-scale anticyclonic and cyclonic eddies could be generated along the western and eastern coast of Crimea in the upper layer when current flowed around the coastline and inhomogeneities of the bottom topography under the action of weak winds.

Keywords: Black Sea, numerical modeling, high spatial resolution, observational data assimilation, meso-scale and submesoscale eddies

УДК 551.465.4

ДИАПИКНИЧЕСКОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ДИФФУЗИЯ НАД КОНТИНЕНТАЛЬНЫМ СКЛОНОМ В СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ ЯПОНСКОГО МОРЯ В ТЕПЛОЕ ПОЛУГОДИЕ

© 2023 г. Д. В. Степанов^а, *, А. Г. Островский^б, А. Ю. Лазарюк^а

^аТихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева, ДВО РАН,
ул. Балтийская, 43, Владивосток, 690041 Россия

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

*e-mail: step-nov@poi.dvo.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 22.06.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

Статья посвящена анализу процессов дифференциальной диффузии, ответственных за диапикническое перемешивание в зоне Приморского течения западного направления в северной части Японского моря. В статье приведены результаты обработки и анализа длинного временного ряда регулярных измерений вертикальных профилей термохалинных характеристик и скорости течения над верхней частью континентального склона между горизонтами 60 и 420 м на буйковой станции “Аквалог” с апреля по октябрь 2015 г. С помощью параметризации Осборна-Кокса (1972) и параметризации Грегга (1989), получены оценки коэффициентов эффективного обмена теплом и солью, а также потока плавучести. Выполнены оценки угла Тернера для верификации процессов двойной диффузии. Исследованы вклады послойной конвекции и солевых пальцев в поток плавучести. Установлено, что благодаря дифференциальной диффузии интенсивным вертикальным перемешиванием был охвачен главным образом слой от 80 до 170 м. Причем, с середины весны до начала мая послойная конвекция проникала до горизонта 250 м, а затем ведущую роль играл процесс по типу солевых пальцев. Сдвиговая неустойчивость, обусловленная, в том числе, слабо-нелинейным взаимодействием внутренних волн, преобладала в нижележащих слоях.

Ключевые слова: диапикническое перемешивание, дифференциальная диффузия, инструментальные измерения, Японское море

DOI: 10.31857/S0002351523050103, **EDN:** DJBPRP

1. ВВЕДЕНИЕ

В некоторых районах океана диапикническое/вертикальное перемешивание может обуславливаться комбинацией вкладов турбулентности и дифференциальной диффузии [Inoue et al., 2007]. В случае турбулентности, развивающейся в результате сдвиговой неустойчивости, обусловленной в том числе нелинейным взаимодействием внутренних волн (ВВ) [Wunsch, 2004], развитие процесса сопровождается потерей устойчивости плотностной стратификации, а интенсивность перемешивания одинакова как для тепла, так и соли. В случае дифференциальной диффузии, картина иная. При устойчивой плотностной стратификации, регистрируются потоки плавучести, кото-

рые являются прямым следствием неустойчивости вертикальных распределений температуры воды или ее солёности, в условиях более интенсивной молекулярной диффузии тепла по сравнению с диффузией соли, (коэффициент молекулярной диффузии тепла на два порядка больше, чем коэффициент молекулярной диффузии соли) [Radko, 2013]. Благоприятные условия для развития дифференциальной диффузии в режиме послойной конвекции [Федоров, 1986] могут наблюдаться в термохалинных интрузиях в океанических фронтальных зонах [Кузьмина, 1997], а дифференциальная диффузия в форме солевых пальцев [Федоров, 1972] может происходить на нижних границах интрузий [Федоров, 1984; Зацепин и др., 1995]. Дифференциально-диффузионная конвекция типа солевых пальцев вносит вклад в вентилизацию вод термоклина в некоторых районах океана [Перескоков и Федоров, 1989] и считается важным климатообразующим фактором [Перескоков и Федоров, 1985]. Следует отме-

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.).

титель, что в одном из недавних исследований, посвященных диапикническому перемешиванию в океане [Gregg et al., 2018], авторы разделили понятия о дифференциальной диффузии и двойной диффузии, связав первую с процессами с преобладанием послойной конвекции, а вторую — с конвекцией по типу солевых пальцев в условиях очень слабого вертикального сдвига скорости. В данной работе мы будем употреблять термин дифференциальная диффузия, придерживаясь традиционного определения, которое включает как послойную конвекцию, так и конвекцию по типу солевых пальцев, причем не обязательно при отсутствии вертикального сдвига скорости.

Данные измерений диапикнического перемешивания в Японском море (далее, ЯМ) практически отсутствуют, хотя процессы вертикального обмена здесь вызывают большой интерес в контексте изучения причин повышенного содержания растворенного кислорода в водной толще [Talley et al., 2006]. ЯМ часто рассматривается как океан в миниатюре из-за конвейера водных масс и некоторых черт циркуляции, схожих с Мировым океаном [Ichiye, 1984; Gamo et al., 2014]. Глубоководный северный бассейн ЯМ, охваченный крупномасштабным циклоническим круговоротом, представляет собой компактную зону смешения водных масс различного происхождения [Talley et al., 2006]. В частности, здесь происходит смешение вод теплого Цусимского течения, являющегося продолжением ветви Куро시오, и холодного прибрежного течения Шренка юго-западного направления, берущего начало в Татарском проливе. По-видимому, из конвергенции этих двух течений формируется Приморское течение западного направления, стречень которого располагается над континентальным склоном и прослеживается до района залива Петра Великого, а иногда и западнее [Никитин и др., 2020]. Естественно ожидать, что процессы диапикнического перемешивания в северной части Японского моря и в северо-западной части Тихого океана во фронтальной зоне течений Оясио и Куро시오 [Inoue et al., 2007] могут иметь много общего. Интенсификация Приморского течения в верхнем слое моря в теплый период года [Kim et al., 2010] влияет на фоновые условия сдвиговой неустойчивости ВВ, возникающих как отклик моря на атмосферные воздействия [Ярошук и др., 2016] и приливных ВВ, которые становятся неустойчивыми при выходе на шельф [Навроцкий и др., 2010; Новотрясов и др., 2016; Новотрясов и др., 2018]. Интенсификация сдвиговой неустойчивости может влиять на формирование диапикнического перемешивания.

Льдообразование в северной части Татарского пролива [Трусенкова и др., 2019] и на акватории залива Петра Великого [Talley et al., 2003; Лазарюк и др., 2013; Лазарюк и др., 2021] должны спо-

собствовать развитию процессов дифференциально-диффузионной конвекции в приповерхностном слое моря в зимний сезон. Весной под действием ветров северных румбов, а также из-за распреснения вод, вызванного таянием морского льда, и продолжающейся потери тепла поверхностным слоем моря, формируются условия для развития двойной диффузии в водной толще. В конце лета—начале осени благодаря увеличению расхода ветви Куро시오 через Цусимский/Корейский пролив [Островский и др., 2009] и интенсивному морскому циклогенезу значительно усиливается приток более соленых и теплых вод в северный бассейн из юго-восточной части ЯМ [Kim et al., 2010; Stepanov et al., 2022]. На верхней границе интрузий этих вод могут наблюдаться явления послойной конвекции, а на нижней возможны дифференциально-диффузионные процессы, формирующие солевые пальцы. Конвекция в режиме солевых пальцев ведет к усилению вентиляции вод термоклина, по аналогии с процессами в Мировом океане [Перескоков, 2019].

В работе [Ostrovskii et al., 2021] на основе анализа длинных временных рядов вертикальных профилей температуры и солености морской воды, а также скорости течения, удалось количественно оценить параметры диапикнического перемешивания в предположении о ведущей роли сдвиговой неустойчивости, обусловленной слабо-нелинейным взаимодействием ВВ над континентальным склоном. Экспериментальные данные для оценивания были получены с помощью профилографа “Аквалог” [Островский и др., 2013], работавшего в составе заякоренной автономной буйковой станции в северо-западной части моря с апреля по октябрь 2015 г. Была исследована изменчивость скорости диссипации турбулентной кинетической энергии и коэффициента вертикального турбулентного перемешивания по глубине и времени, а также частично описан сезонный ход вертикальных потоков тепла, соли и растворенного кислорода. Оценки были получены на основе тонко-структурной параметризации [Polzin et al., 2014]. Однако процессы двойной диффузии рассмотрены не были.

В данном исследовании, используя тот же массив данных профилографа “Аквалог”, проводится анализ процессов дифференциальной диффузии, ответственных за диапикническое перемешивание в зоне Приморского течения западного направления в северной части Японского моря. Получены количественные оценки коэффициентов вертикального турбулентного обмена, а также потока плавучести, основанные на предположении о том, что вклад процессов дифференциальной диффузии временами локально может быть преобладающим в диапикническом перемешивании.

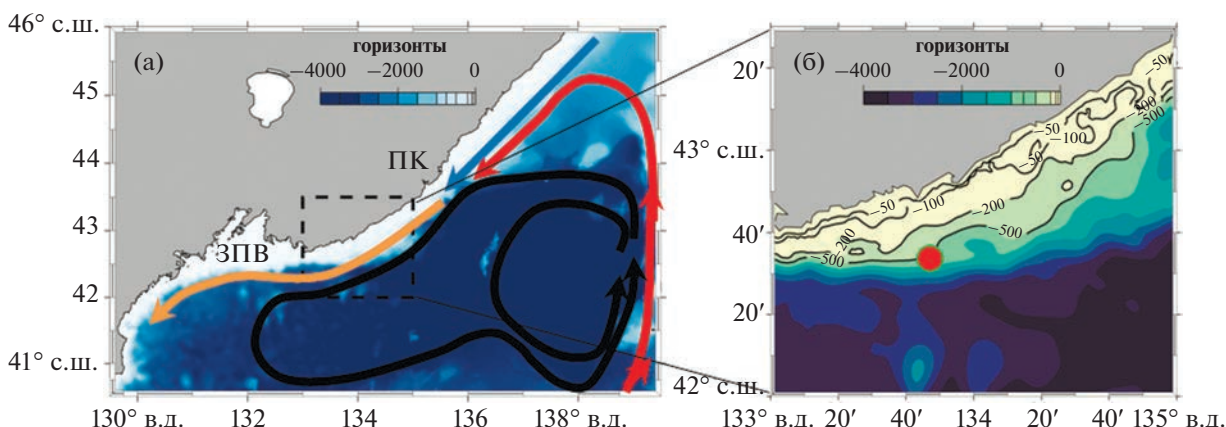


Рис. 1. (а) Схема течений и рельеф дна северо-западной части Японского моря (по данным ЕТОР02 [NGDC, 2006]). ЗПВ — залив Петра Великого, ПК — Приморский край. Линией красного цвета обозначено продолжение Цусимского течения, голубого цвета — течение Шренка, оранжевого цвета — Приморское течение. Черными линиями обозначена структура крупномасштабного циклонического круговорота над Центральной котловиной Японского моря. (б) Увеличенный фрагмент топографии дна. Красный кружок — заякоренная станция с автономным подводным профилографом “Аквалог”, работавшая с 18 апреля по 15 октября 2015 г.

2. ДАННЫЕ

Натурные данные, используемые ниже для оценки вертикального теплопереноса, были получены с помощью заякоренной притопленной буйковой станции с роботизированным подводным профилографом “Аквалог”. Станция была установлена экспедицией ТОИ ДВО РАН на НИС “Академик М.А. Лаврентьев” (рейс № 69) в апреле 2015 г. на континентальном склоне на изобате 425 м в точке $133^{\circ}47.1'$ в.д. и $42^{\circ}33.7'$ с.ш. в северо-западной части Японского моря в зоне прибрежного холодного Приморского течения (см. рис. 1).

Аппарат “Аквалог” выполнял профилирование водной толщи при движении вдоль буйрепа заякоренной станции между верхней притопленной плавучестью и заданным глубинным горизонтом. Зондирования выполнялись строго с интервалом 6 часов в течение всего срока постановки станции с 18 апреля по 15 октября 2015 г. Каждые шесть суток первые пять дней аппарат циклировал между горизонтами 60 и 280 м, а на следующий, шестой день делал более глубокие зондирования до горизонта 420 м. При этом скорость его перемещения составляла примерно 0.2 м с^{-1} .

На аппарате “Аквалог” были установлены приборы: термосолемер SBE CTD 52-MP и акустический доплеровский точечный измеритель скорости течения Nortek Aquadopp 2 МГц (подробное описание смотрите в работе [Ostrovskii et al., 2021]). Полученные временные ряды данных содержали более 1500 вертикальных профилей по каждому измеренному параметру. При последующей обработке данных CTD зонда с помощью минимизации погрешностей и введения поправок на инерционность датчиков удалось привести их точность к стандартам

WOCE: по температуре $\pm 0.002^{\circ}\text{C}$ и по электропроводности до $\pm 0.003 \text{ мСм см}^{-1}$ [Лазарюк и др., 2017]. Затем, используя стандартные процедуры TEOS-10 [Wright et al., 2011], мы рассчитывали потенциальную температуру (θ) и соленость воды (S), значения которых, наряду с горизонтальными компонентами скорости течения (U), группировали по давлению по слоям 2 дбар и усредняли.

3. МЕТОД ОЦЕНИВАНИЯ ДИАПИКНИЧЕСКОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ

Для определения вклада дифференциальной диффузии в вертикальный тепло- и массоперенос используется параметризация, предложенная в работе [Osborn et al., 1972; Osborn, 1980]. Выражение для потока плавучести $J_b = -\frac{g}{\rho_0} \overline{w' \rho'}$, где g —

ускорение свободного падения, ρ_0 — отсчетная плотность, ρ — плотность морской воды, w — вертикальная скорость (штрихом обозначены флуктуации, а верхняя черта означает осреднение по времени), в линеаризованной форме имеет следующий вид:

$$J_b = -\frac{g}{\rho_0} (-\rho_0 \alpha \overline{w' \theta'} + \rho_0 \beta \overline{w' S'}), \quad (1)$$

где α и β — коэффициенты теплового расширения и солёностного сжатия [Roquet et al., 2015]. В этом случае,

$$J_b = -g (\alpha F_{\theta} - \beta F_S), \quad (2)$$

где F_{θ} и F_S — потоки тепла и соли, которые соответственно, пропорциональны вертикальным

градиентам осредненных значений потенциальной температуры и солёности:

$$F_\theta = -K_\theta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \quad F_S = -K_S \frac{\partial \bar{S}}{\partial z}. \quad (3)$$

В (3) K_θ и K_S — коэффициенты эффективного обмена теплом и солью. Отметим, что при преобладании процесса дифференциальной диффузии эти коэффициенты не равны между собой.

В соответствии с [Osborn et al., 1972], коэффициент K_θ , оценивается следующим образом:

$$K_\theta = -\frac{\chi}{2 \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)}, \quad (4)$$

где χ — скорость диссипации вариаций температуры $\chi \sim 6\kappa_T \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)^2$, здесь $\kappa_T = 1.5 \times 10^{-7} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ — коэффициент молекулярной диффузии. Оценка K_S пропорциональна K_θ и плотностному отношению $R_p = \alpha \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} / \beta \frac{\partial \bar{S}}{\partial z}$, которое характеризует проявление дифференциальной диффузии [Ruddick, 1983]. Выражение для K_S , согласно [McDougall et al., 1992], имеет следующий вид:

$$K_S = \frac{R_p}{\gamma} K_\theta, \quad (5)$$

где γ — отношение компонент потока плавучести:

$$\gamma = \frac{\alpha F_\theta}{\beta F_S}, \quad (6)$$

которое принимает значения $0 < \gamma \leq 1$ для солевых пальцев и $\gamma > 1$ для послойной конвекции. Ниже мы будем оценивать γ в соответствии с работой [Hamilton et al., 1989] с учетом коэффициента эффективности перемешивания в процессе дифференциальной диффузии (Γ^{DD}) и отношения R_p по формуле:

$$\gamma = \frac{R_p \Gamma^{DD}}{R_p \Gamma^{DD} + R_p - 1}. \quad (7)$$

Здесь в качестве Γ^{DD} используем выражение, предложенное в [Inoue et al., 2007]:

$$\Gamma^{DD} = \frac{\chi N^2}{2\varepsilon \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)^2}, \quad (8)$$

где N — частота плавучести, ε — интенсивность диссипации турбулентной кинетической энергии (ТКЭ), которая оценивается в соответствии с предположениями Осборна о балансе между источниками ТКЭ, ее диссипацией и потоками пла-

вучести [Osborn, 1980]. Кроме этого, предполагается, что ε , обусловлена, главным образом слабо-нелинейным взаимодействием ВВ. Основной вклад вносят квази-инерционные ВВ, частота которых находится вблизи локальной инерционной частоты, f , равной $9.87 \times 10^{-5} \text{ рад с}^{-1}$ в районе наших исследований на 42.6° с.ш. Для оценки ε будем использовать формулу Грегга [Gregg, 1989]:

$$\varepsilon = (7 \times 10^{-10}) \frac{\overline{N^2} \overline{V_z^4}}{N_0^2 V_{zGM}^4}, \quad (9)$$

где $N_0 = 7.86 \times 10^{-5} \text{ рад с}^{-1}$ — это, так называемое, фоновое значение частоты плавучести, $V_z = |\mathbf{U}_z|$ — локальный вертикальный сдвиг скорости, а

$V_{zGM}^2 = 1.91 \times 10^{-5} \left(\frac{N}{N_0} \right)^2 [\text{с}^{-2}]$ — это параметризация в модели Гаррета—Манка для вертикальных волновых чисел меньших, чем 0.6 рад с^{-1} [Garrett et al., 1972].

Ранее было установлено, что сдвиговая неустойчивость, также может развиваться в рассматриваемом регионе, что подтверждается анализом числа Ричардсона [Ostrovskii et al., 2021]. В настоящем исследовании планируется сравнить потоки плавучести, обусловленные дифференциальной диффузией и сдвиговой неустойчивостью. Для оценки потока плавучести, обусловленного сдвиговой неустойчивостью, будем считать, что наблюдается баланс между источниками и стоками ТКЭ [Osborn et al., 1972; Osborn, 1980]. Тогда поток плавучести имеет вид:

$$J_b^{turb} = \frac{g}{\rho_0} \overline{w' \rho'} = -\frac{g}{\rho_0} K_p \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} = K_p N^2, \quad (10)$$

где K_p — коэффициент турбулентного обмена массой и $K_p = K_\theta = K_S$. В соответствии с [Osborn, 1980] для оценки K_p полагают, что:

$$K_p \leq \Gamma \frac{\varepsilon}{N^2}. \quad (11)$$

Соотношение (11) часто применяют в виде $K_p = \Gamma \varepsilon / N^2$, где $\Gamma \approx 0.2$ — коэффициент, характеризующий эффективность турбулентного перемешивания [Osborn, 1980].

Обрабатывая данные нашего натурного эксперимента, будем рассчитывать значения V_z для вертикального масштаба 10 м, выбор которого был обоснован в работе [Gregg, 1989] в качестве масштаба отсечения интенсивных колебаний с низкими волновыми числами, в том числе вблизи частоты f . Этот масштаб мы также будем использовать для оценки вертикальных градиентов θ и S . Для разделения измеренных временных рядов на фоновую (среднюю) величину и аномалии (от-

клонения от среднего) воспользуемся процедурой скользящего среднего с окном 12 ч.

Для определения периодов развития двойной диффузии, часто используют такой параметр как угол Тернера (Tu), который связан с плотностным отношением $R_\rho = \text{tg}[Tu + 45^\circ]$ [Ruddick, 1983]. Этот параметр удобен в качестве меры преобладания одного процесса над другим (послойной конвекции/солевых пальцев), поскольку Tu по сравнению с R_ρ , позволяет избежать неопределенности, связанной со знаком вертикальной производной температуры/солености и плотности. Величина $-90^\circ \leq Tu < -45^\circ$ указывает на возможное развитие послойной конвекции, а при $45^\circ < Tu \leq 90^\circ$ — на развитие солевых пальцев. Если Tu изменяется в пределах от -45° до 45° , то считается, что необходимые условия для развития двойной диффузии отсутствуют. При оценке угла Тернера были использованы данные с вертикальным разрешением 2 дбар.

Отметим, что на этапе обработки данных, чтобы избежать вклада “ложных” аномалий (артефактов) в оценки V_z , была проведена фильтрация профилей горизонтальных компонент скорости течения с помощью процедуры скользящего среднего с окном 4 дбар. Значения коэффициентов α и β , а также угол Тернера (Tu) вычислены по алгоритмам TEOS-10 [Wright et al., 2011].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Гидрологические условия в северо-западной части Японского моря

Полугодовая продолжительность натурального эксперимента позволила провести наблюдения при различных гидрометеорологических условиях. Начальный период с середины апреля до начала июня характеризовался пониженными значениями температуры и солености воды в слое от 60 до 120 м. Разница осредненных значений в пределах слоя достигала для температуры и солености, 1.5°C и 0.2 е.п.с. соответственно [Ostrovskii et al., 2021]. Термохалинная стратификация была обусловлена таянием льда в Татарском проливе и переносом холодных вод с пониженной соленостью в верхнем слое Приморским течением вдоль северо-западного побережья ЯМ в юго-западном направлении. Дополнительное воздействие на перенос этих вод оказывал ветер северных румбов.

Позднее с середины июня по октябрь, вклад температурной стратификации в вертикальную устойчивость стал определяющим. Солнечный прогрев привел к формированию термоклина. В этот период на вертикальных профилях солености часто регистрировались положительные аномалии благодаря поступлению более теплых и соленых вод с Приморским течением. Вследствие

смены муссона уменьшился вклад ветрового дрейфа в западный перенос в зоне Приморского течения.

4.2. Оценка диапикнического перемешивания, обусловленного дифференциальной диффузией

Анализируя оценки угла Тернера (рис. 2) можно отметить, что в отдельные периоды локально доминировал тот или иной тип дифференциальной конвекции. В частности, с середины апреля до начала мая необходимые условия для развития послойной конвекции выполнялись в пределах всей исследуемой водной толщи, значения Tu варьировали преимущественно от -75° до -60° и лишь небольшое число событий было связано с развитием солевых пальцев.

Затем, непродолжительное время в середине мая значения угла Тернера в слое глубже 100 м колебались преимущественно в диапазоне от 70° до 90° , что указывало на развитие солевых пальцев. Примерно с середины июня развитие солевых пальцев преобладало над послойной конвекцией, оценки Tu были преимущественно в пределах от 45° до 90° . Важно отметить, что в этот период условия для развития солевых пальцев существовали вплоть до глубин 250 м, в отличие от условий для развития послойной конвекции, которые ограничивались глубинами 150–170 м. Оценки необходимых условий для развития двойной диффузии указывают на ее возможное формирование в пределах исследуемого слоя и как следствие, потенциальный вклад этого процесса в диапикническое перемешивание, наряду со сдвиговой неустойчивостью. Однако полученные оценки Tu отражают лишь необходимые условия для развития дифференциальной диффузии, что требует дальнейшего анализа соответствующих фрагментов исходных рядов данных.

В рамках предложенного выше подхода и в соответствии с формулой (4) рассмотрим диаграмму глубина-время для коэффициента эффективного обмена теплом K_θ (рис. 3а), которая свидетельствует о сильной неоднородности распределения значений K_θ , как по глубине, так и по времени. Отметим, что незначимые величины $K_\theta < 10^{-8} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, не показаны на рис. 3а. Максимальные значения $K_\theta > 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ наблюдались в слое от 70 до 220 м с середины апреля до начала мая. В дальнейшем, K_θ хоть и достигал высоких значений в конце мая и в середине августа, но это происходило на меньших глубинах (до 170 м). Сравнение распределений оценок K_θ (рис. 3а) и Tu (рис. 2) подтвердило, что послойная конвекция преимущественно развивалась в слое от 60 до 170 м. Исключение составил период с середины апреля до конца мая, когда во всей исследуемой водной

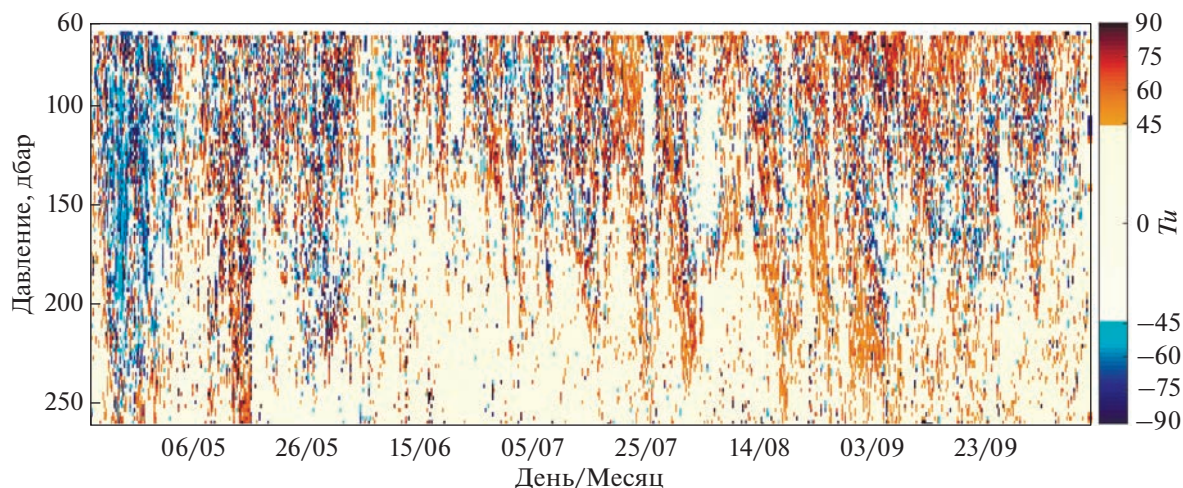


Рис. 2. Вариации угла Тернера (Ti) [градусы], рассчитанные по данным измерений на станции “Аквалог” 2015 г.

толще существовали благоприятные условия для развития послойной конвекции.

При определении по экспериментальным данным значений коэффициента обмена солью K_S , были получены оценки отношения компонент потока плавучести γ (7) и коэффициента эффективности перемешивания в процессе дифференциальной диффузии Γ^{DD} (8) (рис. 4). Поскольку интерес представляли лишь те периоды, когда значения Γ^{DD} были близки или выше коэффициента эффективности перемешивания, обусловленного сдвиговой неустойчивостью, т.е. когда $\Gamma^{DD} \geq 0.2$ [Osborn, 1980], оценки Γ^{DD} в другие моменты времени были исключены из рассмотрения. В начальный период наблюдений с середины апреля до конца мая значения Γ^{DD} достигали максимума ($\Gamma^{DD} \geq 1$) в различных слоях на глубинах до 250 м (рис. 4а). Однако затем, в течение всего июня высокие значения $\Gamma^{DD} \geq 1$ наблюдались в узком слое от 80 до 150 м. Впоследствии, высокие Γ^{DD} наблюдались на горизонтах не глубже 200 м.

Таким образом, полученные оценки γ и Γ^{DD} не противоречат представлению о росте эффективности перемешивания в период действия послойной конвекции. В тоже время, величины $\Gamma^{DD} > 0.2$ были отмечены в случаях, когда значения K_θ были невысокими ($K_\theta \sim 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$). Видимо, в это время конвекция в режиме солевых пальцев доминировала в диапикническом перемешивании. О ведущей роли этого процесса по сравнению с послойной конвекцией свидетельствовали высокие оценки отношения компонент потока плавучести (6) $\gamma > 1$, полученные для периода с середи-

ны апреля и до начала мая, а также в конце мая. В остальные периоды чаще наблюдались значения $\gamma \leq 1$ (рис. 4б).

На рис. 3б представлена диаграмма глубина-время для коэффициента эффективного обмена солью, согласно которому с начала эксперимента до конца мая слои с высокими значениями $K_S > 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ наблюдались до глубины 250 м, а позже преимущественно до глубины 170 м. Сравнение диаграмм глубина-время коэффициентов эффективного обмена теплом и солью показало, что значения K_S превышали K_θ практически на протяжении всего периода наблюдений, исключая короткий временной интервал с середины апреля до начала мая, когда коэффициенты были близкими по величине. Указанные особенности распределения коэффициента K_S полностью согласуются с рассмотренными выше оценками Γ^{DD} и γ , которые подтвердили, что конвекция в режиме солевых пальцев была преобладающим процессом по сравнению с послойной конвекцией в течение почти всего периода наблюдений, за исключением конца весны.

Наиболее интенсивный поток плавучести J_b , обусловленный процессом дифференциальной диффузии, наблюдался в начале нашего эксперимента с середины апреля до середины мая, когда в отдельных слоях значения J_b достигали величины $10^{-8} \text{ Вт кг}^{-1}$ (рис. 3в). Диапикническое перемешивание в этот период было обусловлено, главным образом, послойной конвекцией. Повышенные значения $J_b \gg 10^{-10} \text{ Вт кг}^{-1}$, наблюдались локально в начале июля, в середине августа и в начале сентября на глубинах до 170 м.

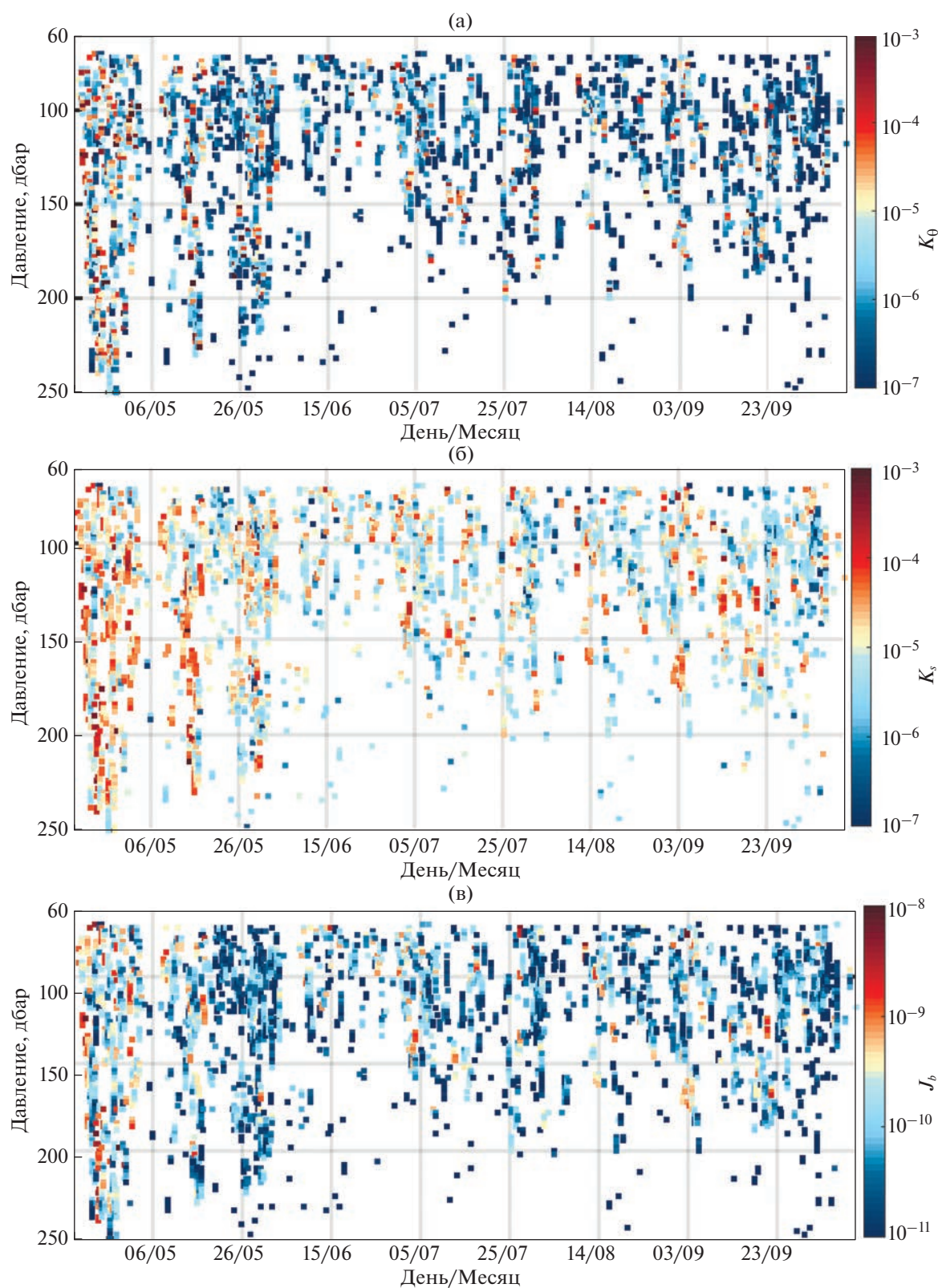


Рис. 3. Диаграмма глубина-время для оценок коэффициентов эффективного обмена теплом (K_θ) ($\text{м}^2 \text{с}^{-1}$) (а) и солью (K_s) ($\text{м}^2 \text{с}^{-1}$) (б), и вертикального потока плавучести (J_b) (Вт кг^{-1}) (в), полученных в соответствии с соотношениями (4), (5) и (2).

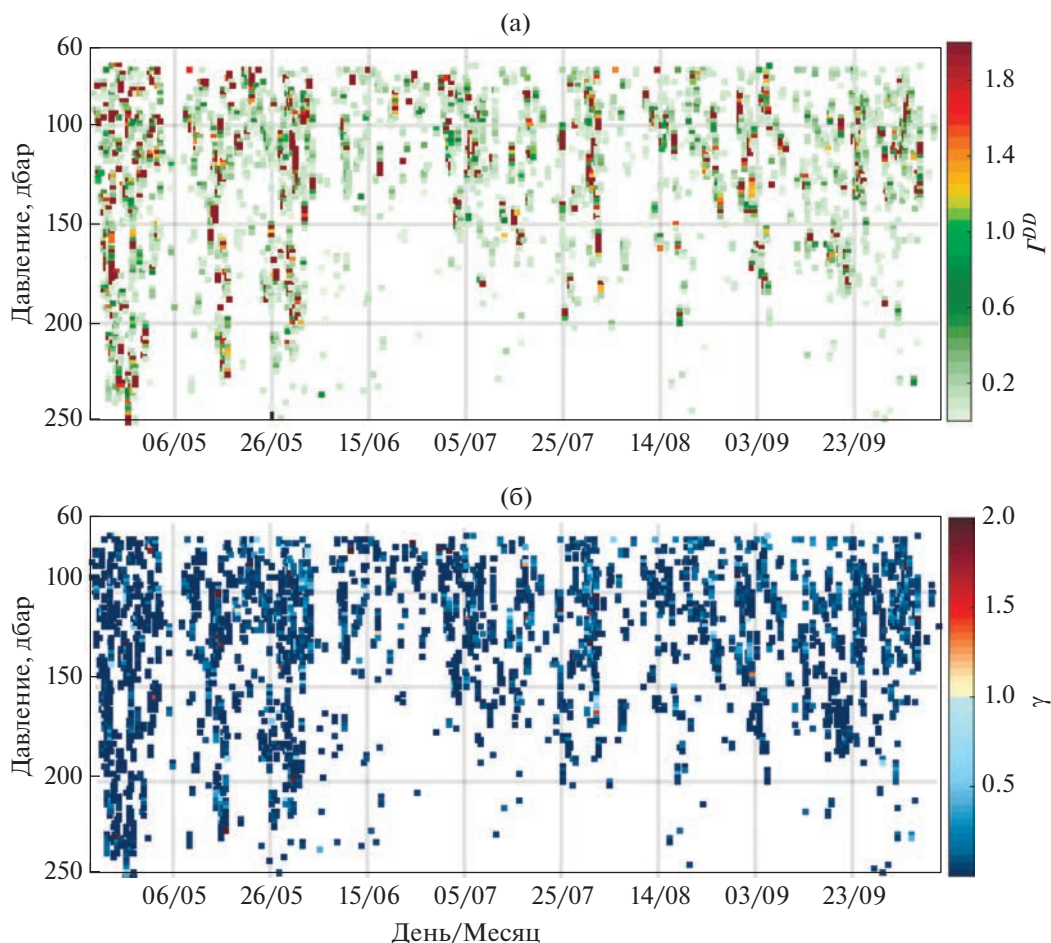


Рис. 4. Диаграмма глубина-время эффективности перемешивания, обусловленного дифференциальной диффузией (Γ^{DD}) и (б) — отношение потоков плавучести (γ). Величины $\Gamma^{DD} < 5 \times 10^{-3}$ не показаны.

4.3. Сравнение потоков плавучести за счет дифференциальной диффузии и сдвиговой неустойчивости

Рассмотрим, какую роль играла дифференциальная диффузия в диапикническом перемешивании наряду со сдвиговой неустойчивостью. Для сравнения усредним послойно полученные оценки потоков плавучести за счет дифференциальной диффузии (J_b) (2) и сдвиговой неустойчивости (J_b^{turb}) (10). Выделим слои: верхний от 60 до 150 м (выше главного пикноклина), в пределах которого дифференциальная диффузия преобладала в течение всего периода наблюдений, и нижний слой от 150 до 250 м, где высокие значения J_b наблюдались только с середины апреля до начала мая.

Вариации потоков плавучести, $\langle J_b \rangle$ и $\langle J_b^{turb} \rangle$, усредненных в верхнем слое от 60 до 150 м, хорошо согласуются друг с другом (рис. 5а). С середины апреля до начала мая значения $\langle J_b \rangle$ были наи-

большими и в отдельные моменты времени превосходили $\langle J_b^{turb} \rangle$. Поэтому, на этих глубинах отсутствовали условия для формирования хорошо перемешанных слоев, как можно было бы предположить, руководствуясь только анализом скорости диссипации ТКЭ. В дальнейшем с середины июня до середины августа $\langle J_b \rangle$ был значительно меньше $\langle J_b^{turb} \rangle$, т.е. в этот период сдвиговая неустойчивость доминировала в тепло- и массообмене. Ближе к осени, процесс дифференциальной диффузии вновь начал играть ведущую роль в вертикальном обмене теплом и солью в слоях над главным пикноклином.

В толще вод глубже главного пикноклина ситуация с доминированием процесса дифференциальной диффузии была иной. Поток $\langle J_b \rangle$, усредненный в слое от 150 до 250 м был уже не столь значителен по сравнению с $\langle J_b^{turb} \rangle$.

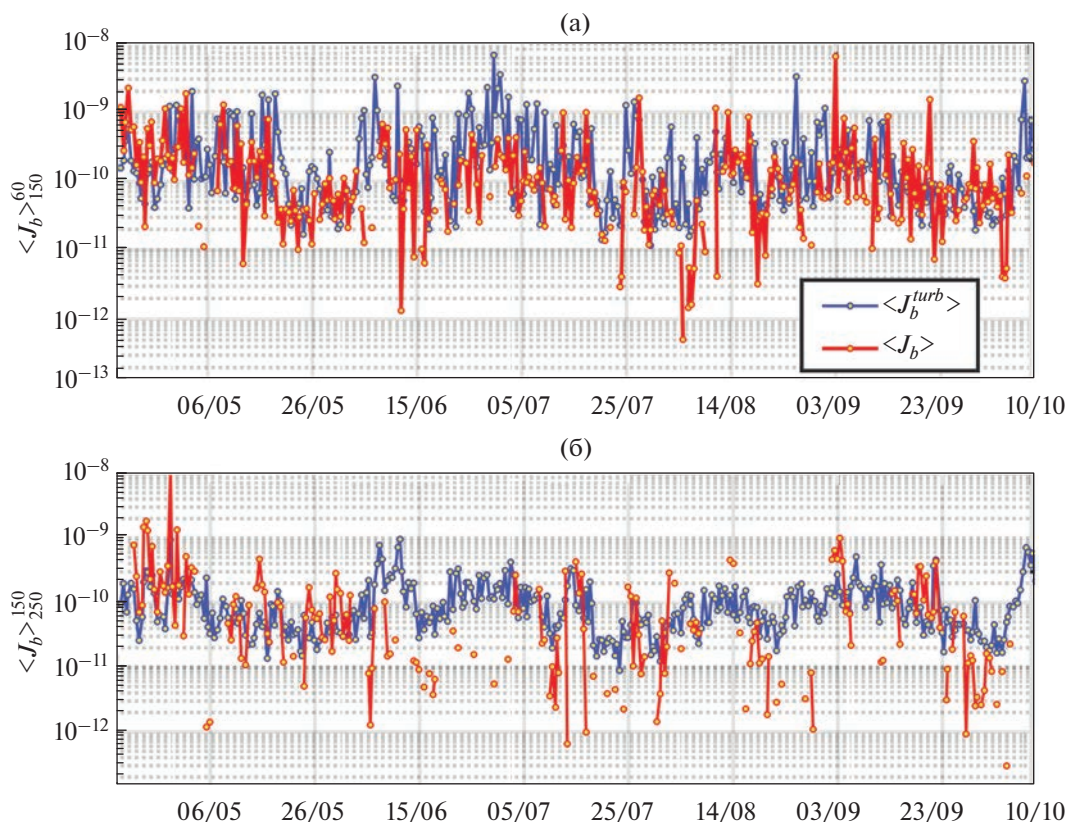


Рис. 5. Диаграмма глубина-время для потоков плавучести (Вт кг^{-1}), обусловленных дифференциальной диффузией ($\langle J_b \rangle$) (красная линия), и сдвиговой неустойчивостью ($\langle J_b^{turb} \rangle$) (синяя линия), осредненных по вертикали в слое от 60 до 150 м (а) и от 150 до 250 м (б). Ось ординат задана в логарифмическом масштабе.

Несмотря на то, что ведущая роль процессов дифференциальной диффузии в диапикническом перемешивании сохранялась вплоть до начала мая, в дальнейшем этот процесс был менее значим по сравнению со сдвиговой неустойчивостью. Так, в отдельные периоды времени величины $\langle J_b \rangle$ были на два порядка меньше, чем $\langle J_b^{turb} \rangle$. Тем не менее, зарегистрировано несколько событий, когда оба осредненных в слое потока были соизмеримы, т.е. одного порядка величины.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

В данной работе проведен анализ вклада процессов дифференциальной диффузии, как по типу послонной конвекции, так и конвекции по типу солевых пальцев, в диапикническое перемешивание в водной толще над континентальным склоном в районе Приморского течения в северо-западной части Японского моря в апреле–октябре 2015 г.

В частности, для анализа интенсивности вертикального тепло-, соли- и массообмена вследствие работы процессов дифференциальной диффузии

были получены по данным длительных серий синхронных измерений термохалинных параметров и скорости течения соответствующие количественные оценки коэффициентов эффективного обмена, а также потока плавучести. Использовалась параметризация Осборна и Кокса [Osborn et al., 1972], разработанная для тонкоструктурных флуктуаций температуры. Коэффициенты эффективного обмена теплом K_θ были оценены по вертикальным профилям температуры воды, которые измерялись с максимально возможной точностью порядка 10^{-3}°C . Что касается оценки коэффициента эффективного обмена солью K_S , то как это было отмечено в [Gregg et al., 2018] прямая оценка по данным о флуктуациях солёности, хоть и теоретически возможна, но на практике вряд ли целесообразна из-за ошибки измерений. В нашем случае опосредованные оценки коэффициента эффективного обмена солью K_S по формулам (5)–(8) могли быть менее точны, чем оценки K_θ из-за возможных погрешностей инструментальных измерений электропроводности, вызванных тепловым контактом корпуса датчика

с измеряемой порцией морской воды (так называемого, эффекта тепловой емкости измерительной ячейки). Хотя в работе была использована специальная процедура коррекции этих погрешностей [Лазарюк и др., 2017], будет не лишне отметить, что к полученным выше оценкам коэффициента K_s надо относиться с осторожностью.

Условия проведения нашего экспериментального исследования были таковы, что с середины апреля до конца мая в условиях слабого радиационного прогрева поверхностного слоя и благодаря таянию льда в северной части Японского моря формировались холодные и слабосоленые воды, которые переносились Приморским течением вдоль континентального склона в юго-западном направлении. На интрузиях этих вод в теплой и соленой окружающей водной толще мы наблюдали характерные проявления процесса послойной конвекции. Это подтверждалось наличием необходимых условий для развития дифференциальной диффузии и высокими значениями коэффициентов эффективного обмена теплом и солью, а также оценками потока плавучести. В последующий период, с июня по октябрь, проявления процессов дифференциальной диффузии были обусловлены, главным образом, регулярной адвекцией высокосоленых вод в приповерхностный слой выше главного пикноклина. Адвекция, по видимому, была связана, как с усилением ветви Цусимского течения [Stepanov et al., 2022], так и с переносом вод мезомасштабными вихрями [Ладыченко и др., 2013; Stepanov et al., 2022; Островский и др., 2023]. В этот период отмечен рост коэффициента эффективного обмена солью и, как следствие, интенсификация потока плавучести.

Использованная нами параметризация Осборна и Кокса широко применялась для оценки коэффициентов эффективного обмена теплом и солью, а также вертикальных потоков плавучести в различных частях Мирового океана [Gregg et al., 2018; Nakano et al., 2019]. Осредненные оценки потока плавучести ($\langle J_b \rangle \sim 10^{-10} - 10^{-9}$ Вт кг⁻¹), приведенные в подразделе 4.3, неплохо согласуются с теми, что были получены при анализе инструментальных измерений вдоль восточного побережья о. Хонсю, в зоне смешения теплых вод Курисио с холодными водами Оясио [Inoue et al., 2007]. Кроме того, наши оценки коэффициента эффективности перемешивания Γ^{DD} при преобладании дифференциальной диффузии, достигавшие 1.2, близки по величине к тем, что были получены для фронтальной зоны Курисио-Оясио. Для обоих районов вклад дифференциальной диффузии в диапикническое перемешивание был сравним, а иногда и превосходил вклад сдвиговой неустойчивости. Отметим, что в отличие от исследованного нами района, у восточного побережья о.

Хонсю послойная конвекция преобладала над конвекцией по типу солевых пальцев.

Высокие значения коэффициентов эффективного обмена теплом и солью, превышающие 10^{-4} м² с⁻¹, а также высокие значения коэффициента, характеризующего эффективность перемешивания (~ 1.0), были получены при анализе инструментальных измерений в районе Курисио [Nagai et al., 2015]. Также подтвердилось преобладание процессов дифференциальной диффузии над сдвиговой неустойчивостью в этом районе Тихого океана.

С другой стороны, были отмечены случаи, когда несмотря на высокие коэффициенты эффективно-го обмена теплом и солью ($>10^{-4}$ м² с⁻¹) и наличие условий, необходимых для развития процессов дифференциальной диффузии, сдвиговая неустойчивость преобладала в развитии диапикнического перемешивания, подобно тому как это было обнаружено при анализе инструментальных измерений, выполненных в летний сезон 2007 г. в районе, где распространяется течение Соя [Ishizu et al., 2013]. Поэтому, нам было так важно выполнить количественное сравнение оценок потоков плавучести, обусловленных дифференциальной диффузией и сдвиговой неустойчивостью, что стало возможным благодаря синхронным измерениям термохалинной стратификации и горизонтальной компоненты скорости течения.

Следует отметить, что морская турбулентность не ограничивается только процессами, связанными с обрушением внутренних гравитационных волн. Как было показано ранее в работе [Ostrovskii et al., 2021] количество событий, когда число Ричардсона удовлетворяло условию неустойчивости, было довольно значительным. Анализ этих событий и оценку скорости диссипации ТКЭ планируется провести с помощью метода перестановок Торпа [Thorpe, 1977] в будущем исследовании.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе впервые выполнен анализ процессов дифференциальной диффузии, ответственных за диапикническое перемешивание над континентальным склоном в зоне Приморского течения в северо-западной части Японского моря. За продолжительный период с середины апреля и до начала октября 2015 г. с помощью профилографа “Аквалог” получены уникальные данные по температуре, солености воды и синхронными с ними измерениями скорости течения. Полугодная продолжительность натурального эксперимента позволила охватить не только характерные изменения вертикальной стратификации в море, обусловленные сменой муссона, ростом и ослаблением поступающей солнечной радиации, но и

получить количественное представление о дифференциальной диффузии, связанной с мезомасштабными вихрями и интенсивными квазиинерционными колебаниями, обусловленными, в том числе прохождением двух тропических циклонов. Подтверждено, что в исследуемый период толща вод над континентальным склоном была охвачена интенсивным вертикальным перемешиванием, природа которого связана не только со слабо-нелинейным взаимодействием внутренних гравитационных волн, но и с процессами дифференциальной диффузии. Показано, что с середины апреля до начала мая наиболее ярко проявился процесс послойной конвекции, который был ответственен за формирование интенсивного потока плавучести в пределах всего исследуемого слоя от 60 до 250 м. В последующий период времени до середины осени преобладающим процессом генерации потока плавучести служила конвекция по типу солевых пальцев. Однако ниже главного пикноклина вклад обоих видов дифференциальной диффузии ослаблялся и в перемешивании доминировал процесс сдвиговой неустойчивости, связанный, в том числе со слабо-нелинейным взаимодействием внутренних волн. Также были выявлены периоды “тишины”, когда процессы, связанные с дифференциальной диффузией, оказывали слабое влияние на диапикническое перемешивание.

Авторы выражают глубокую благодарность коллегам: В.Б. Лобанов и Д.Д. Каплуненко оказали организационную и техническую помощь по ходу проведения экспедиции при осуществлении длительного эксперимента. Д.А. Швоев выполнил инженерные работы по постановке и подъему буйковой станции “Аквалог” с борта НИС “Академик Лаврентьев”. Дж.-Х. Парк и Ю.-Г. Парк содействовали в организации натурного эксперимента.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 23-27-00333, <https://rscf.ru/project/23-27-00333/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Кузьмина Н.П. Интрузии во фронтальных зонах с существенной термоклинностью и бароклинностью // Докл. АН. 1997. Т. 354. № 1. С. 114–116.
- Ладыченко С.Ю., Лобанов В.Б. Синоптические вихри в районе залива Петра Великого по спутниковым данным // Исследования Земли из космоса. 2013. № 4. С. 3–15.
- Лазарюк А.Ю., Лобанов В.Б., Пономарев В.И. Эволюция термохалинной структуры вод Амурского залива в холодный сезон // Вестник ДВО РАН. 2013. № 6. С. 59–70.
- Лазарюк, А.Ю., Каплуненко Д.Д., Островский А.Г. и др. Экспериментальные исследования изменчивости термохалинной структуры вод над континентальным склоном северо-западной части Японского моря // Океанологические исследования. 2017. № 45. С. 33–51.
- Лазарюк А.Ю., Кильматов Т.Р., Марьина Е.Н. и др. Особенности сезонной изменчивости гидрологического режима бухты Новик (остров Русский, залив Петра Великого, Японское море) // Морской гидрофизический журн. 2021. Т. 37. № 6. С. 373–386.
- Навроцкий В.В., Ляпидевский В.Ю., Павлова Е.П. и др. Внутренние волны и перемешивание в шельфовой зоне моря // Известия ТИНРО. 2010. Т. 162. № 3. С. 324–337.
- Новотрясов В.В., Захарков С.П., Степанов Д.В. Осенний внутренний прилив в прибрежной зоне Японского моря // Метеорология и гидрология. 2016. № 8. С. 64–69.
- Островский А.Г., Зацепин А.Г., Соловьев В.А. и др. Автономный мобильный аппаратно-программный комплекс вертикального зондирования морской среды на заякоренной буйковой станции // Океанология. 2013. Т. 53. № 2. С. 259–268.
- Островский А.Г., Фукудоме К., Юн Дж.-Х. и др. Изменчивость водообмена через Корейский (Цусимский) пролив по данным измерений судовым акустическим доплеровским профилографом течений в 1997–2007 гг. // Океанология. 2009. Т. 49. № 3. С. 368–380.
- Островский А.Г., Кубряков А.А., Швоев Д.А. и др. Мезомасштабные антициклоны в системе Приморского течения Японского моря в летний сезон // Океанология. 2023. Т. 63. № 5. (в печати).
- Перескоков А.И. Влияние конвекции в режиме солевых пальцев на структуру океанического термохалина // Океанология. 2019. Т. 59. № 6. С. 913–919.
- Перескоков А.И., Федоров К.Н. Дифференциально-диффузионная конвекция в толще вод океана как климатообразующий фактор // Докл. АН СССР. 1985. Т. 285. № 1. С. 229–232.
- Перескоков А.И., Федоров К.Н. Вентиляция вод термоклина океана конвекцией типа солевых пальцев // Докл. АН СССР. 1989. Т. 309. № 1. С. 192–196.
- Трусенкова О.О., Островский А.Г., Лазарюк А.Ю. и др. Характер изменчивости термохалинной структуры вод над континентальным склоном северо-западной части Японского моря у побережья Приморья // Океанологические исследования. 2019. Т. 47. № 3. С. 188–205.
- Федоров К.Н. Термохалинная конвекция в виде солевых пальцев и ее возможные проявления в океане // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1972. Т. 8. № 2. С. 214–230.
- Федоров К.Н. Толщины слоев и коэффициенты обмена при послойной конвекции в океане // Докл. АН СССР. 1986. Т. 287. № 5. С. 1230–1233.
- Федоров К.Н. Условия стратификации и конвекции в виде солевых пальцев в океане // Докл. АН СССР. 1984. Т. 275. № 3. С. 749–753.
- Ярошук И.О., Леонтьев А.П., Кошелева А.В. и др. Об интенсивных внутренних волнах в прибрежной зоне залива Петра Великого (Японское море) // Метеорология и гидрология. 2016. № 9. С. 55–62.
- Gamo T., Nakayama N., Takahata N. et al. The Sea of Japan and its unique chemistry revealed by time-series obser-

- vations over the last 30 years // *Monogr. Environ. Earth Planets*. 2014. V. 2. P. 1–22.
- Garrett C., Munk W. Oceanic mixing by breaking internal waves // *Deep. Res. Oceanogr. Abstr.* 1972. V. 19. P. 823–832.
- Gregg M.C. Scaling turbulent dissipation in the thermocline // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 9686–9698.
- Gregg M.C., D'Asaro E.A., Riley J.J. *et al.* Mixing efficiency in the ocean // *Ann. Rev. Mar. Sci.* 2018. V. 10. P. 443–473.
- Hamilton J. M., Lewis M. R., Ruddick B. R. Vertical fluxes of nitrate associated with salt fingers in the World's Oceans // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 2137.
- Ichiye T. Some problems of circulation and hydrography of the Japan sea and the Tsushima current // *Elsevier Oceanography Series*. 1984. V. 39. P. 15–54.
- Inoue R., Yamazaki H., Wolk F. *et al.* An estimation of buoyancy flux for a mixture of turbulence and double diffusion // *J. Phys. Oceanogr.* 2007. V. 37. P. 611–624.
- Ishizu M., Kitade Y., Michida Y. Mixing process on the northeast coast of Hokkaido in summer // *J. Oceanogr.* 2013. V. 69. P. 1–13.
- Kim T., Yoon J. H. Seasonal variation of upper layer circulation in the northern part of the East/Japan sea // *Cont. Shelf Res.* 2010. V. 30. P. 1283–1301.
- McDougall T.J., Ruddick B.R. The use of ocean microstructure to quantify both turbulent mixing and salt-fingering // *Deep Sea Res. Part A*. 1992. V. 39. P. 1931–1952.
- Nagai T., Inoue R., Tandon A. *et al.* Evidence of enhanced double-diffusive convection below the main stream of the Kuroshio Extension // *J. Geophys. Res.* 2015. V. 120. P. 8402–8421.
- Nakano H., Yoshida J. A note on estimating eddy diffusivity for oceanic double-diffusive convection // *J. Oceanogr.* 2019. V. 75. P. 375–393.
- Osborn T.R. Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements // *J. Phys. Oceanogr.* 1980. V. 10. P. 83–89.
- Osborn T.R., Cox C.S. Oceanic fine structure // *Geophys. Fluid Dyn.* 1972. V. 3. P. 321–345.
- Ostrovskii A., Stepanov D., Kaplunenko D. *et al.* Turbulent mixing and its contribution to the oxygen flux in the northwestern boundary current region of the Japan/East sea, April–October 2015 // *J. Mar. Syst.* 2021. V. 224. P. 103619.
- Polzin K.L., Naveira Garabato A.C., Huussen T.N. *et al.* Finescale parameterizations of turbulent dissipation // *J. Geophys. Res. Ocean.* 2014. V. 119. P. 1383–1419.
- Radko T. Double-Diffusive convection N.Y.: Cambridge University Press. 2013. 342 p.
- Roquet F., Madec G., McDougall T.J. *et al.* Accurate polynomial expressions for the density and specific volume of seawater using the TEOS-10 standard // *Ocean Model.* 2015. V. 90. P. 29–43.
- Ruddick B. A practical indicator of the stability of the water column to double-diffusive activity // *Deep Sea Res. Part A*. 1983. V. 30. P. 1105–1107.
- Stepanov D., Fomin V., Gusev A. *et al.* Mesoscale dynamics and eddy heat transport in the Japan/East Sea from 1990 to 2010: a model-based analysis // *J. Mar. Sci. Eng.* 2022. V. 10. P. 33.
- Talley L.D., Lobanov V., Ponomarev V. *et al.* Deep convection and brine rejection in the Japan sea // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. P. 1998–2001.
- Talley L., Min D.-H., Lobanov V. *et al.* Japan/East sea water masses and their relation to the sea's circulation // *Oceanography*. 2006. V. 19. P. 32–49.
- Thorpe S.A. Turbulence and mixing in a Scottish Loch // *Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A, Math. Phys. Sci.* 1977. V. 286. P. 125–181.
- Wright D.G., Pawlowicz R., McDougall T.J. *et al.* Absolute Salinity, “Density Salinity” and the Reference-Composition Salinity Scale: present and future use in the seawater standard TEOS-10 // *Ocean Sci.* 2011. V. 7. P. 1–26.

Diapycnal Mixing and Double Diffusion over the Continental Slope in the Northern Sea of Japan in the Warm Half-Year

D. V. Stepanov^{1, *}, A. G. Ostrovskii², and A. Yu. Lazaryuk¹

¹*Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Baltiyskaya, 43, Vladivostok, 690041 Russia*

²*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 36, Nahimovskiy prospekt, Moscow, 117997 Russia*

*e-mail: step-nov@poi.dvo.ru

This study investigates double diffusion processes responsible for diapycnal mixing in the Primorye current in the northern Sea of Japan. The results of processing and analysis of a long time series of data from regular Aqualog-profiler measurements of thermohaline characteristics and current velocity over the continental slope between the horizons of 60 and 420 m from April to October 2015. Using the Osborne-Cox parameterization (1972) and Gregg's (1989) parameterization, we estimated heat and salt diffusivities, as well as the buoyancy flux. To reveal the processes of double diffusion, the Turner angle was estimated. We estimated contributions of diffusive convection and salt fingers into the buoyancy flux. Due to double diffusion, the intense vertical mixing covered the layer from 80 to 170 m. From mid-spring to early May, diffusive convection penetrated to a horizon of 250 m, and then a process like salt fingers played a leading role. Shear instability caused by the weakly nonlinear interaction of internal waves prevailed in the underlying layers.

Keywords: diapycnal mixing, double diffusion, observations, Sea of Japan

УДК 532.59:551.466.3

ВЛИЯНИЕ СЛАБОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛЕНКИ НА ВОЗНИКНОВЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВЕТРОВЫХ ВОЛН В КАНАЛЕ

© 2023 г. Ю. Ю. Плаксина^а, *, А. В. Пуштаев^а, Н. А. Винниченко^а, А. В. Уваров^а

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия

*e-mail: yuplaksina@mail.ru

Поступила в редакцию 20.02.2023 г.

После доработки 11.05.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

Процессы зарождения ветровых волн, несмотря на многочисленные исследования, остаются плохо изученными. Одна из основных причин, по мнению авторов, состоит в упрощенном теоретическом анализе, не учитывающем слабую пленку естественных примесей. В работе проведено экспериментальное исследование и сравнение генерации волн в двух ветровых каналах в этаноле, воде и воде с добавлением растворимого поверхностно-активного вещества — додецилсульфата натрия (SDS) в разных концентрациях. Используемые в работе концентрации очень слабо меняют коэффициент поверхностного натяжения, но существенно меняют структуру приповерхностных течений. В этаноле холодная пленка не образуется, и он может рассматриваться как базовый пример. В воде и воде с добавлением ПАВ пленка рвется при определенной критической скорости обдува (увеличивающейся при увеличении концентрации ПАВ) и происходит очистка поверхности. Но, для того, чтобы поверхность оставалась чистой, адсорбция примесей на поверхность должна компенсироваться их удалением сдвиговыми напряжениями. В работе используются три экспериментальные методики для исследования влияния холодной пленки на образование ветровых волн. Для определения рельефа поверхности в работе использовался модифицированный цветной шпирен-метод, для определения поля скорости в жидкости — метод цифровой трассерной визуализации (PIV). Поля температуры поверхности, которые позволяют идентифицировать области разрыва холодной пленки, измерялись с помощью инфракрасной термографии поверхности. Также с помощью термографии исследовалось поле скорости на поверхности (ИК PIV). Показано, что пленка оказывает существенное влияние как на амплитуду волн, так и на структуру приповерхностного течения.

Ключевые слова: поверхностная пленка, ветровые волны, PIV, ИК-термография, цветной шпирен-метод

DOI: 10.31857/S0002351523050097, **EDN:** PLOWBA

1. ВВЕДЕНИЕ

Влияние ветра на формирование волн и перебивание является важнейшей проблемой геофизики [Монин и др., 1965; Голицын, 2013]. Лабораторные исследования в ветровых каналах широко распространены, несмотря на очевидные трудности сопоставления с натурными наблюдениями. При лабораторных измерениях широко используются как традиционные контактные методы (трубки Пито, анемометры и др.), так и целый ряд современных методов, которые применяются как в натурных, так и лабораторных условиях (лазерная доплеровская анемометрия, стереосъемка поверхности, ИК-термография и др.). Но лабо-

раторные условия позволяют использовать современные методы получения полей скорости и температуры, которые трудно реализовать в натурных условиях, такие как метод цифровой трассерной визуализации (PIV) [Кандауров и др., 2014], инфракрасную термографию поверхности высокого разрешения [Veron et al., 2001], лазерно-индуцированную флуориметрию (LIF) [Yousefi et al., 2021], лазерные методы определения рельефа поверхности [Zavadsky et al., 2017a]. Эти методы выводят исследования в ветровых каналах на новый уровень развития.

В работе рассматривается зарождение и развитие волн при слабом ветре в условиях, когда существенную роль играет холодная пленка. Эта пленка хорошо известна [Schlussel et al, 1990; Федоров и др., 1988], но в геофизике она связывается, как правило, только с процессами теплообмена, а именно, с занулением вертикальной компо-

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.).

ненты скорости у поверхности и переходом на молекулярный механизм теплопереноса. Следует отметить работу [Kudryavtsev et al., 2008], где обсуждается вопрос об определении шероховатости в погранслое в связи с тем, что при росте амплитуды шероховатости не может сохраняться молекулярный теплообмен в приповерхностном слое. В задаче тепло- и массообмена при наличии свободной поверхности важнейшим является вопрос о том, происходит или нет всплытие жидкости на поверхность. Можно показать, что в воде, если только она не деионизированная, обновление поверхности не происходит до достижения некоторых предельных напряжений либо за счет интенсификации теплообмена при нагреве, либо за счет обдува [Vinnichenko et al., 2018]. Это означает, что холодная пленка существенно влияет на гидродинамические свойства поверхностных течений. Проблема граничных условий на поверхности воды хорошо известна в гидродинамике. Причины, по которым воздушные пузырьки или капли движутся в жидкости в соответствии с формулой Стокса, с прилипанием на границе раздела “жидкость–воздух” или “жидкость–жидкость”, а не в соответствии с формулой Адамара–Рибчинского, обсуждаются уже более 100 лет. В настоящее время хорошо известно, что переход к деионизированной воде и меры по очистке газов, подводных трубок и емкостей приводят к изменению граничных условий и увеличению скорости всплытия в полтора раза [Pawliszak et al., 2019]. Пленка блокирует конвекцию Марангони и по этой причине исследования термокапиллярной конвекции выполняются только в определенных жидкостях (силиконовое масло, ацетон, этиловый, метиловый, изопропиловый спирты и др.). В этих жидкостях на свободной границе выполняются классические условия проскальзывания (с учетом капиллярных сил – условия Пирсона). К похожим выводам приходят и авторы классической монографии по приповерхностному слою [Федоров и др., 1988], где на основании наблюдений конвективного движения в тонких слоях этанола и воды (когда термогравитационный механизм не играет существенной роли) был сделан вывод о блокировке конвекции Марангони в воде примесями и о наличии такого типа конвекции в этаноле. Исследования поверхности этанола при обдуве проводились в работе [Реутов и др., 2007]. Было показано, что в небольшом объеме (20 на 30 см, глубина 0.5 см) при обдуве возникают длинные полосы на рельефе поверхности, напоминающие циркуляции Ленгмюра. Можно добавить, что в воде в малом сосуде пленку не удастся разорвать до очень больших скоростей обдува. Пленка вращается и поверхностная дивергенция скорости равна нулю [Vinnichenko et al., 2018]. Обратное движение поверхности против ветра можно наблюдать достаточно просто, например, с применением засева. Стандартный баланс напря-

жений на поверхности, который сводится (с некоторыми оговорками, связанными с процессами турбулизации и волнами) к равенству напряжений для воздуха и воды, при обратном движении поверхности оказывается неприменим. Необходимо учитывать напряжения в самой пленке, которые и приводят к возникновению противоположной по знаку суммарной силы. Пленка создает завихрения, которые турбулизуют поток в жидкости даже без “традиционного” фактора, связанного с турбулизацией потока в воздухе. Таким образом, в теориях зарождения волн, развиваемых на основе [Miles, 1957; Phillips, 1957], необходимо учитывать влияние пленки.

Холодная пленка, в отличие от загрязнений, является существенно более слабой и практически не препятствует появлению касательных сдвигов, то есть образованию поверхностных вихрей (закрутка поверхности). В исследованиях этого типа вихрей приоритет принадлежит работе [Черноустько и др., 1971], что неоднократно отмечалось в литературе [Katsaros et al., 1977]. Но при отсутствии завихрений (например, при линейном нагреве) пленка ведет себя как твердая поверхность [Rudenko et al., 2022]. Термография высокого разрешения позволяет в ряде случаев (но далеко не всегда) фиксировать разрывы пленки [Yousefi et al., 2021; Kou et al., 2011]. Несмотря на то, что в настоящее время тепловизоры не так часто используются для исследований в ветровых каналах, за такими исследованиями большое будущее, потому что данные по параметрам пленки, скорости дрейфа и структуре конвективных ячеек дают очень много информации для исследования ветрового волнения и теплообмена на границе раздела сред. Можно указать также на работу [Veron et al., 2011], где приводятся результаты натурных экспериментов по исследованию движения тепловых маркеров, создаваемых CO₂-лазером. По приведенным в работе иллюстрациям хорошо видно, что за время порядка секунды поверхность смещается очень существенно, но размер маркеров и их положение в системе конвективных вихрей практически не меняется. Отметим, что для свободной поверхности разлет теплового маркера происходит за десятки доли секунды за счет конвекции Марангони. Большие “времена жизни” тепловых неоднородностей на поверхности воды реализуются только при наличии пленки [Vinnichenko et al., 2018].

Очень важным свойством пленки является ее быстрое восстановление из объема за счет адсорбции. Нерастворимые примеси, конечно, удобны для экспериментального и теоретического анализа, но не они определяют “живучесть” холодной пленки. В данной работе влияние растворимых примесей было исследовано с помощью добавок небольших количеств растворимых поверхностно-активных веществ (ПАВ), которые не приводят к видимым изменениям свойств во-

ды и очень слабо меняют коэффициент поверхностного натяжения (КПН), но их влияние на структуру поверхностного течения при обдуве является определяющим. Влияние ПАВ на ветровые волны давно исследуется (см., например, [Монин и др., 1985]). Концентрации примесей, обычно используемые в таких исследованиях, существенно выше используемых в данной работе. В нашем случае даже примесей, присутствующих в дистиллированной воде, оказывается достаточно, чтобы образовать пленку.

Исследование образования волн при малых скоростях ветра затрудняется тем, что скорости дрейфа невелики и они плохо фиксируются “классическими” методами. Кроме того, такие исследования, как будет продемонстрировано, дают очень большой разброс результатов, в зависимости от того, в каком месте течения проводятся измерения, потому что движение пленки может полностью менять картину течения на поверхности. Термографические наблюдения, в сочетании с PIV, позволяют понять все особенности этих явлений.

Очевидно, что одной из базовых характеристик ветрового волнения является рельеф поверхности. Локальные измерения профиля волн связаны с измерением уровня жидкости или с использованием лазерных методов измерения наклона поверхности. В то же время, очень большой интерес представляет измерение “мгновенной” формы участка свободной поверхности. Стандартным методом является стереосъемка, реализуемая как в натурных условиях [Benetazzo et al., 2012], так и в лабораторных измерениях [Zavatsky et al., 2017b]. Для этого метода очевидны трудности с точностью измерения, особенно для коротких волн [Kosnik et al., 2011]. В лабораторных условиях форму поверхности можно определять из анализа видимого смещения точек фона, используя отраженное [Vinnichenko et al., 2020] или преломленное поверхностью изображение [Moisy et al., 2009]. Но такие измерения сильно ограничены по амплитуде (величиной примерно 1 мм). В данной работе используется новый метод измерений, основанный на использовании цветного шпирометра [Zhang et al., 1994] с некоторыми модификациями. Метод позволяет с хорошим разрешением по пространству получить мгновенный рельеф поверхности на достаточно большой площади. В работе измерения выполнены для участков длиной 25 и 35 см с полной шириной ветровых каналов с интервалом по времени в десятые доли секунды. Измерения PIV чаще выполняются для воздуха, несмотря на трудности с засевом частиц и необходимостью использования мощных лазеров и малых времен экспозиции из-за больших скоростей в воздухе [Кандауров и др., 2014; Yousefi et al., 2021]. Но значительное число работ посвящено исследованию поля скорости в воде, а также в воде и воздухе одновременно [Banner et al., 1998;

Siddiqui et al., 2007]. В воде эти измерения осложняются влиянием волнового движения. Более подробно вопрос будет рассмотрен в соответствующем разделе статьи.

Как уже отмечалось, из-за наличия подвижной пленки задачу зарождения волн моделировать довольно трудно. Модели образования ветровых волн, безусловно, существуют в очень большом количестве, начиная с базовых простых моделей потери устойчивости ([Miles, 1957, Phillips, 1957], см. также обзор [Li et al., 2022]). В настоящее время исследования нелинейного взаимодействия “ветер-волна” проводятся как в рамках инженерных моделей TOGA COARE, так и на основе современных эмпирических моделей турбулентности, в частности, с помощью метода крупных вихрей (LES), который наиболее перспективен для таких задач, но требует серьезных вычислительных ресурсов (см, например, обзор [Deskos et al., 2021]). С точки зрения теоретического анализа влияния слабого ветра отметим работу [Дружинин, 2021], где проводилось прямое моделирование (DNS) генерации волн. Эта работа развивает известное решение Лэмба [Ламб, 1947] для нестационарного течения, вызванного постоянным касательным напряжением. Следует отметить, что глубина канала в наших исследованиях невелика и из-за сильных возмущений в начале бассейна установление стационарного профиля происходит очень быстро, гораздо быстрее, чем предсказывает “диффузионное” решение Лэмба и расчеты [Дружинин, 2021] с малыми возмущениями. Образующееся стационарное состояние течения (точнее, квазистационарное, колебания потока присутствуют) в канале при его обдуве и будет рассматриваться.

Таким образом, предложенное в работе сочетание экспериментальных методов позволяет проанализировать наличие пленки, амплитуду волн и поле скоростей под поверхностью, что позволяет продемонстрировать огромное влияние холодной пленки на формирование волн, турбулизацию поверхности, структуру подповерхностного течения, баланс напряжений на границе раздела сред.

2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной работе для получения двумерных полей рельефа поверхности жидкости использовался бесконтактный оптический метод цветной кодировки наклона (Color Imaging Slope Gauge), предложенный в работе [Zhang et al., 1994]. В основе метода лежит принцип получения информации о величине наклона в каждой точке поверхности по спектральному составу (цвету) и интенсивности излучения, регистрируемого цифровой камерой, после преломления (отражения) в данной точке поверхности. В терминологии, используемой в области компьютерного зрения, данный

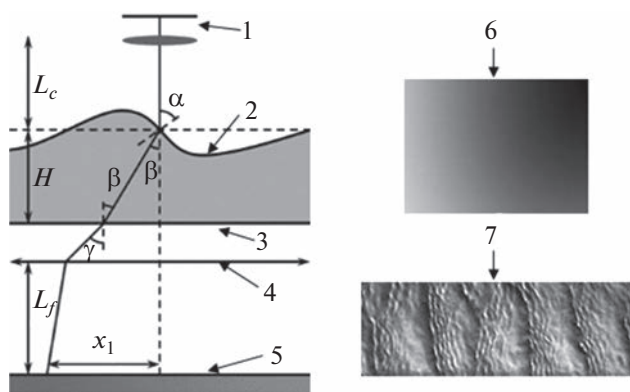


Рис. 1. Схема модифицированного цветного шпирен-метода. 1 — камера, 2 — поверхность, 3 — дно канала, 4 — линза Френеля, 5, 6 — цветной экран, 7 — пример снимка экрана сквозь возмущенную поверхность воды.

метод относится к категории методов определения формы по оттенку (shape-from-shading technique) [Jähne et al., 1994]. С другой стороны, оптическая схема метода фактически эквивалентна схеме цветного шпирена, в котором цветной фильтр помещен в передней плоскости (dissectional color Schlieren) [Zhang et al., 1996]. Схема, в которой используется преломление света, является более предпочтительной, чем схема с использованием отражения, поскольку в этом случае существенно выше яркость регистрируемого изображения и можно измерять большие углы наклона [Jähne et al., 1994]. Оптическая схема используемого метода (мы его будем называть модифицированным цветным шпирен-методом) представлена на рис. 1. В самом низу расположен подсвечиваемый цветной экран. В нашем случае его роль играл ЖК монитор (1280 × 1024 пикс.). На нем демонстрировалось изображение с градиентом цвета по горизонтали (красный) и вертикали (синий). Это позволяет кодировать обе компоненты вектора нормали к поверхности. На расстоянии $L_f = 42$ см от экрана располагалась линза Френеля (27 × 20 см, фокусное расстояние $f = 33$ см). Линза вплотную примыкала к дну канала с жидкостью, глубиной $H = 4$ см. Изображение поверхности жидкости регистрировалось цифровой зеркальной камерой Canon EOS 700D с объективом Canon EF 75–300 mm, расположенной на расстоянии $L_c = 170$ см. Съемка велась в режиме видео (30 кадров в секунду) с выдержкой 1/640 с. Линза Френеля формирует изображение экрана приблизительно в той точке, где находится камера. В результате образуются пучки лучей одного цвета, сходящиеся во входной зрачок камеры, с разным наклоном по отношению к главной оптической оси системы. Используя закон преломления, можно показать, что координата x_1 луча на экране, которая однозначно определяется цветом точки, из которой выходит луч, согласно заданному

изображению на мониторе, связана с величиной локального градиента высоты поверхности h :

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \operatorname{tg} \alpha, \quad x_1 \approx L_f \operatorname{tg} \gamma, \quad (1)$$

$$\sin \gamma = n \sin \beta = \sin \alpha \left(\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha \right),$$

где n — показатель преломления жидкости. Соответствие цвета, выводимого на монитор, и цвета, регистрируемого с помощью камеры, определялось путем последовательной съемки набора одноцветных изображений и получения с помощью линейной интерполяции соответствующей зависимости. Таким образом, регистрируя цвет в каждой точке, можно определить величину локального наклона поверхности. В процессе обработки полученных изображений дополнительно вносилась поправка, учитывающая неоднородность цвета, которая имела место при отсутствии волн (для плоской поверхности). После определения поля $\operatorname{grad} h = \{h_x, h_y\}$ поле высоты затем вычислялось с помощью Фурье-преобразования [Zhang et al., 1994]:

$$\hat{h} = \frac{-ik_x \hat{h}_x - ik_y \hat{h}_y}{k^2}, \quad (2)$$

где $\hat{h}$ — фурье-образ функции $h(x, y)$, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ — квадрат модуля волнового вектора.

В случае канала большего размера глубиной 30 см, где невозможно было положить экран с фоном под дно, экран и линза Френеля ставились параллельно боковой стенке, а на дно канала и над его поверхностью устанавливалась система из двух зеркал. Тестирование данного метода проводилось с помощью поверхности известной формы (линзы), которое показало хорошее соответствие измеренного рельефа и формы линзы. Если сравнивать данный метод с измерением отклонения лазерного луча [Zavatsky et al., 2017a], то можно сказать, что за счет цветовой кодировки удается одновременно измерить отклонение лучей не в одной точке, а в очень большом числе точек.

Для построения полей скорости в вертикальной плоскости нами использовался метод PIV [Raffel et al., 2018]. Суть метода состоит в том, что прозрачная жидкость засеивается частицами нейтральной плавучести (полые стеклянные сферы диаметром до 10 мкм) и подсвечивается лазерным лучом, развернутым в плоскость с помощью цилиндрической линзы. Далее частицы в плоскости лазерного листа фотографируются на камеру, с некоторым временным интервалом, и затем с помощью кросс-корреляционной обработки полученных изображений [Keane et al., 1992] находят поле смещений частиц и поле скорости. Важно отметить отличие этого метода от съемки с длинной выдержкой, часто используемой в простых измерениях, в которых скорость определяется по длине треков. Кросс-корреляционный метод на-

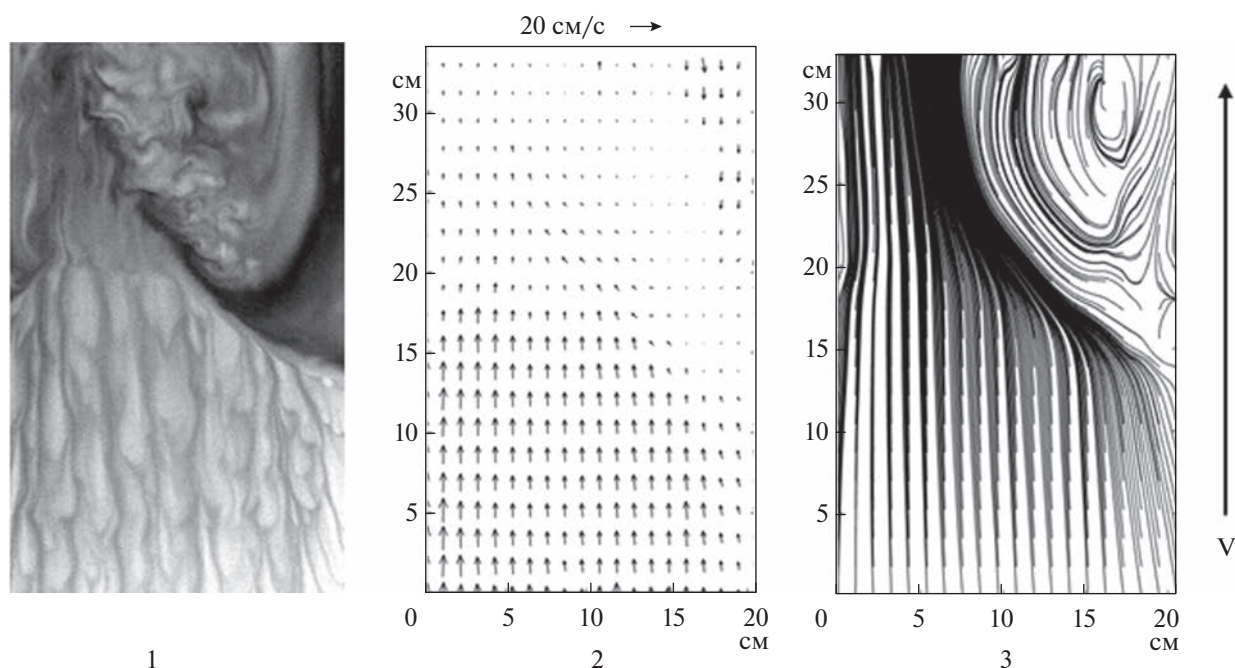


Рис. 2. Термическая структура поверхности воды, обдуваемой со скоростью 2.37 м/с (направление обдува снизу вверх). Нижняя часть рисунка находится на расстоянии 24 см от начала канала. 1 — ИК снимок обдуваемой поверхности (чем темнее цвет, тем холоднее поверхность), 2 — поле скорости, 3 — линии тока.

много точнее и имеет большее пространственное разрешение, но требует съемки с малым интервалом между кадрами и хорошего освещения. Из-за малой скорости течения в воде оказалось достаточно использовать видеокамеры со скоростью съемки 500 кадров/с и двух непрерывных зеленых лазеров с мощностью по 1 Вт с наложением лазерных листов. В отличие от стандартной схемы, лазерный лист заводится снизу через зеркало, чтобы уменьшить влияние отражений.

Для измерения полей температуры поверхности жидкости использовался метод ИК-термографии с применением тепловизора FLIR SC 7700, работающего в диапазоне длин волн 3.7–4.8 мкм, с разрешением матрицы 640×512 пикселей. Нас прежде всего интересовали не столько абсолютные значения температуры, не столько термическая структура на поверхности жидкости, по которым можно было определить присутствие пленки. Разность температур, фиксируемая данным тепловизором, составляет сотые доли градуса, и структуры хорошо видны. В отсутствии пленки обычно наблюдается всплытие более теплой жидкости из объема на поверхность. Когда на поверхности присутствует пленка, то она мешает теплой жидкости выходить на поверхность и теплообмен затруднен — температура пленки ниже, чем на свободных участках поверхности. На рис. 2. приведен пример ИК-снимка, где сверху пленка, а снизу — свободная поверхность. На этом же рисунке приводится расчет поля скорости и линий тока с помощью модификации метода PIV с использо-

ванием неоднородностей температурного поля, который в последние годы часто используется [Kudryavtsev et al., 2008]). На рисунке хорошо видна закрутка течения в местах образования пленки.

3. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВОЛН В ВОДЕ И ЭТАНОЛЕ

Из ранее проведенных исследований [Плакшина и др., 2018] известно, что в этаноле, в отличие от воды, реализуются граничные условия свободной поверхности и отсутствует пленка. В воде под действием ветра пленка может рваться и смещаться. Сравнительный анализ “вода-этанол” хорошо иллюстрирует влияние пленки. Для этих измерений использовались вентилятор с регулируемой мощностью и ветровой канал размером $80 \times 10 \times 10$ см с уровнем жидкости 4 см (канал 1). Во всех каналах проводились измерения поля скорости в разных сечениях в воздухе с помощью стандартных анемометров. Градиент скорости существенно уменьшается на высоте порядка 15 мм и именно на этой высоте приводятся все данные по скорости обдува. При необходимости делается пересчет для стандартного логарифмического профиля для сравнения результатов с другими авторами.

Полученные с помощью метода PIV поля скорости показали, что у этанола максимальная скорость жидкости наблюдается на поверхности и направлена в сторону ветра, а у воды скорость на поверхности может быть направлена произвольным образом. Там же, где поверхность воды осво-

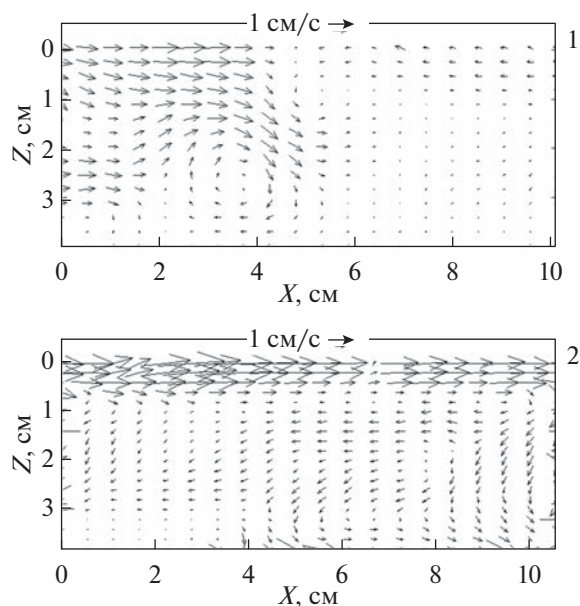


Рис. 3. Поля скорости в вертикальном сечении в середине ветрового канала 1 при скорости ветра 1.7 м/с 1 – в воде, 2 – в этаноле.

бодилась от пленки, скорость (как и в этаноле) выстраивается по ветру. На рис. 3 приведен пример полей скорости в воде (вверху) и в этаноле (внизу) при скорости ветра 1.7 м/с, когда в наблюдаемой области в воде часть поверхности слева свободна, а часть поверхности справа находится под пленкой (см. рис. 2а). Как видно из рисунка,

на месте границы “свободная поверхность – пленка” происходит подныривание потока под поверхность, а скорости на поверхности в пленке сильно отличаются от скоростей на свободной поверхности. В этаноле же везде наблюдается свободная поверхность и движение поверхности по ветру.

На расстоянии 32.5 см от начала ветрового канала были сняты мгновенные поля рельефа поверхности, примеры которых изображены на рис. 4.

Наиболее удобной интегральной характеристикой рельефа поверхности является среднеквадратичное отклонение поверхности от нулевого уровня (см, например, [6]). Полученные зависимости среднеквадратичного отклонения от скорости обдува для воды и этанола показаны на рис. 5.

Следует отметить, что графики на рис. 5 получены усреднением по всему измеряемому полю (25 на 8 см) в каждый момент времени, с последующим усреднением по времени серии (на интервале 10 с с частотой 30 Гц). Средние в разных сериях отличаются не более, чем на 0.16 мм для воды и 0.32 мм для этанола. Как видно из рис. 5, зависимость для воды при скорости 1.8 м/с меняет угол наклона, как раз в этой точке и происходит переход с поверхности под пленкой к состоянию со свободной поверхностью. Что касается этанола, то у него среднеквадратичное отклонение поверхности изначально растет быстрее с увеличением скорости обдува, чем у воды. Интересно отметить, что в монографии [Федоров и др., 1988] именно диапазон скоростей обдува 2–

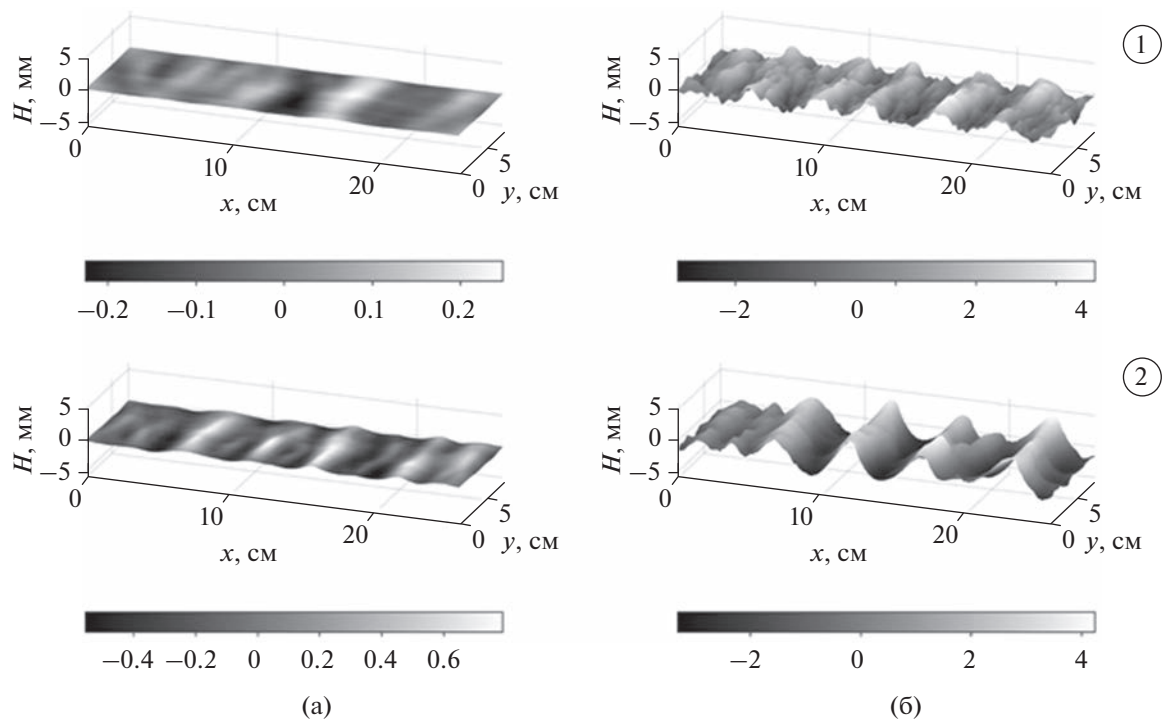


Рис. 4. Рельеф поверхности воды – 1 и этанола – 2 при скоростях обдува: а – 1.55 м/с и б – 3.88 м/с в канале 1.

2.5 м/с (на высоте 2.0 см) рассматривался как переходный с существенным усилением ветрового волнения, что соответствует нашим измерениям в воде. Если же теория не учитывает наличие поверхностной пленки — логичнее описывать возбуждение волнения в этаноле, а не в воде. Как видно, “критическая скорость” уменьшается в два раза, а “критическое напряжение” — существенно больше.

4. ВЛИЯНИЕ РАСТВОРИМЫХ ПРИМЕСЕЙ

Для исследования влияния растворимых примесей на формирование ветровых волн были проведены измерения в Т-образном ветровом канале (канал 2) шириной 20 см и полной длиной 133 см (с шириной 47 см и длиной 19 см широкой части канала). Т-образная форма канала использовалась для гашения обратных волн. Глубина составляла 30 см. Длина канала близка к работам Longo (см, например, [Longo et al., 2012]), но там использовались очень малые глубины (105 мм) и очень большие скорости обдува (~11 м/с). Тем не менее, поскольку в [Longo et al., 2012] рассматривались профили скорости в воздухе и воде, сравнительный анализ представляет большой интерес.

В данной работе для канала 2 измерения проводились для чистой воды, а также с добавлением додецилсульфата натрия (SDS) с концентрациями 0.025 mM (миллимоль на литр), 0.05 и 0.1 mM, что составляет от 0.32 до 1.25% от критической концентрации мицеллообразования (ККМ, для SDS 8 mM). Изменение коэффициента поверхностного натяжения для этих концентраций составляет не более нескольких процентов. В настоящее время такие изменения фиксируются при исследовании динамики воздушных пузырьков и капель в растворах, и точность таких измерений существенно выше классических методов при низких концентрациях ПАВ (см, например, [Izzet et al., 2020]). Рельеф поверхности измерялся для различных скоростей ветра в области от 23 до 58 см от начала канала с параллельным контролем этой области ИК-тепловизором на наличие или отсутствие пленки. На рис. 6 показаны примеры мгновенных карт рельефа поверхности для воды и трех концентраций SDS в воде и скоростях ветра 2.1 и 3.5 м/с во второй точке (40 см).

Из рис. 6 хорошо видно, что при одних и тех же скоростях обдува амплитуда волн тем меньше, чем больше концентрация SDS, и даже небольшая добавка растворимого поверхностно-активного вещества способна снизить амплитуду волн существенным образом. О том же самом нам говорит график зависимостей среднеквадратичного отклонения поверхности от скорости для воды с различной концентрацией SDS и для чистой воды (рис. 7).

Как и ранее, графики на рис. 7 получены путем усреднения по пространству и времени. Средние в разных сериях отличаются не более, чем на 0.06 мм.

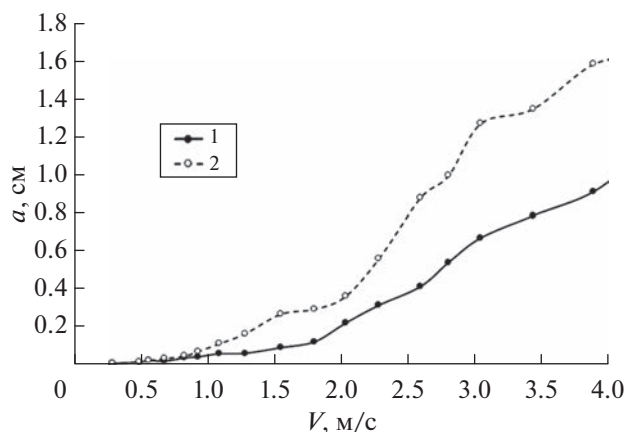


Рис. 5. Зависимость среднеквадратичного отклонения поверхности a в канале 1 от скорости обдува V : 1 — в воде, 2 — в этаноле.

Как видно из рис. 7, область “2–2.5 м/с” [Федоров и др., 1988] с существенным изменением амплитуды волн сохраняется и для канала 2, но добавление растворимой примеси сдвигает эту область в сторону больших скоростей. Таким образом, вода оказывается в середине рассмотренной цепочки жидкостей с изменением степени влияния поверхностной пленки. Значения скорости обдува, для которых наблюдается резкий рост амплитуды волн, соответствуют скорости ветра на высоте 10 м порядка 6 м/с, что по порядку величины соответствует наблюдаемым скоростям разрыва пленки в натуральных условиях (до 10 м/с [Schlüssel et al, 1990; Федоров и др., 1988]).

5. БАЛАНС НАПРЯЖЕНИЙ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА С УЧЕТОМ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛЕНКИ

Основная задача PIV в данной работе — демонстрация различия течения в объеме в зависимости от наличия или отсутствия поверхностной пленки. Но, конечно, данные PIV в воде могут использоваться и для многих других расчетов — для анализа распада волн (хорошо видно дробление вихрей под поверхностностью), вычисления параметров логарифмического погранслоя в воде, анализа эволюции волн и др. [Banner et al., 1998; Siddiqui et al., 2007]. Вертикальные профили горизонтальной скорости в воде, получаемые с помощью метода PIV, позволяют оценить скорости трения в воде и критические напряжения, приводящие к разрыву пленки.

Если пренебречь эффектами, связанными с турбулизацией потока, то можно положить, что на границе

$$\tau_a = \tau_i, \quad (3)$$

где τ_a — касательное напряжение, создаваемое воздушным потоком, τ_i — напряжение на поверхности жидкости. Наличие пленки существенно

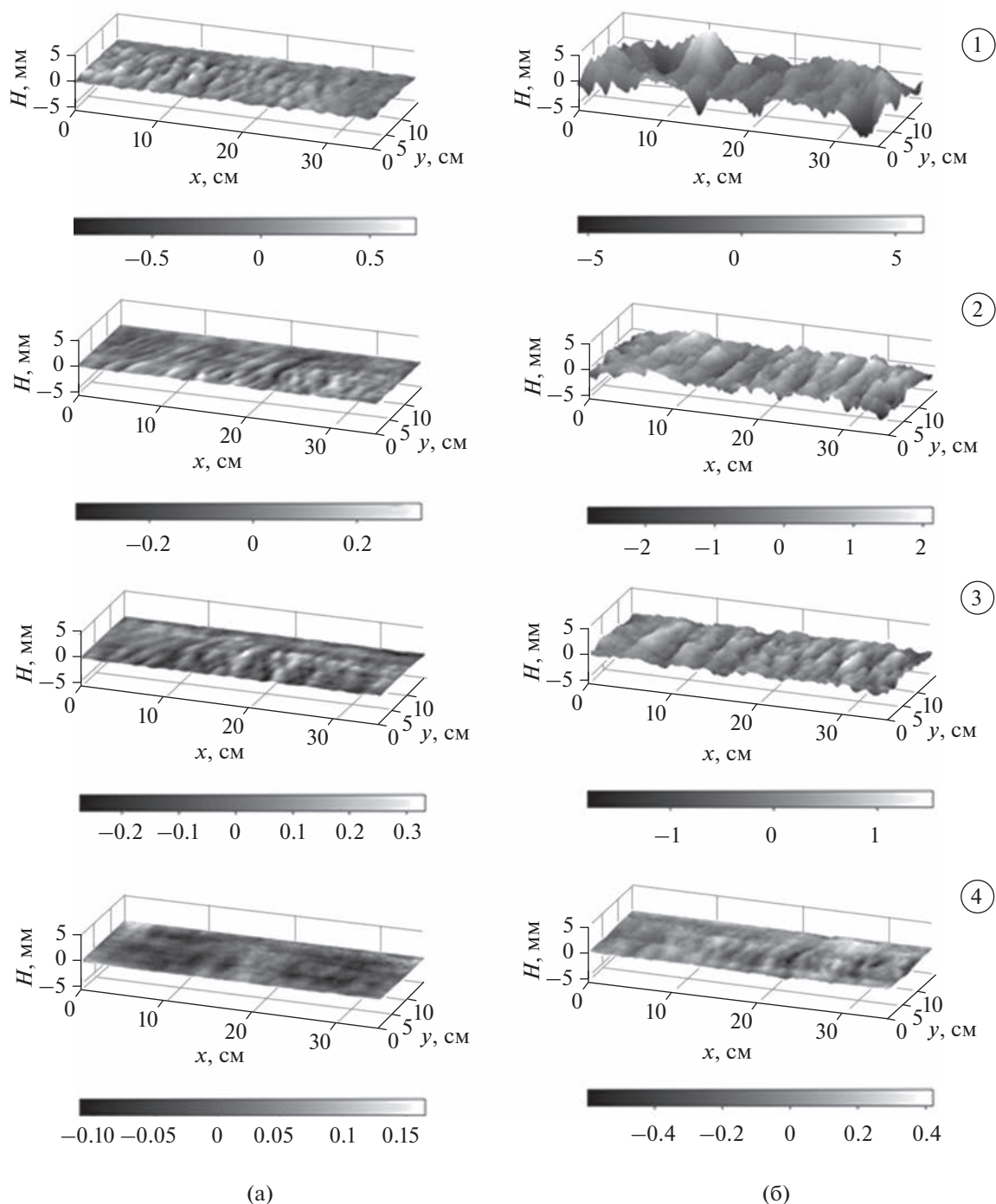


Рис. 6. Рельеф поверхности в воде в канале 2: 1 – без добавления SDS, 2 – 0.025 mM SDS, 3 – 0.05 mM SDS, 4 – 0.1 mM SDS, а – при скорости 2.1 м/с, б – 4 м/с.

перестраивает этот баланс. Теперь необходимо учитывать напряжения в пленке τ_f

$$\tau_a = \tau_l + \tau_f \quad (4)$$

и эти напряжения могут менять знак τ_l , что приводит к изменению знака вертикальной производной горизонтальной скорости в воде вблизи поверхности и даже к появлению участков по-

верхности, движущихся против ветра. В ряде случаев влияние пленки может быть не столь очевидно, если в зоне наблюдения скорость пленки направлена по ветру. В этом случае кажется, что поверхность свободно движется, но на самом деле движется пленка с напряжениями внутри. Напряжение τ_f при наличии пленки всегда присутствует и влияет на баланс касательных напряжений.

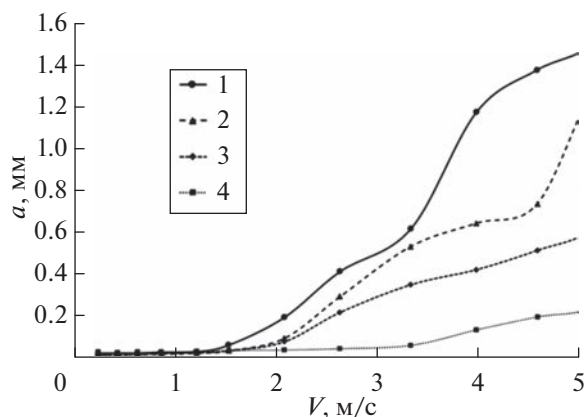


Рис. 7. Зависимость среднеквадратичного отклонения поверхности a от скорости обдува V в чистой воде (1) и в воде с 0.025 mM SDS (2), 0.05 mM SDS (3), 0.1 mM SDS (4).

Логарифмический погранслои в воздухе и в воде определяется стандартным выражением [Монин и др., 1965; Голицын, 2013]

$$\frac{u}{u_{*a,w}} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad (6)$$

где $u_{*a,w}$ — скорость трения в воде и воздухе, z_0 — высота шероховатости, κ — постоянная Кармана (0.41). Скорость u в воздухе — это горизонтальная скорость V на высоте z , а в воде — разность между скоростью дрейфа V_s на поверхности и скорости V_w на глубине z . Из формулы (6) следует, что про-

филь скорости зависит от шероховатости и может сильно меняться при изменении условий.

На рис. 8 представлен сравнительный анализ профилей усредненных по ширине (2 см) и времени (10 с) профилей горизонтальной скорости в вертикальной плоскости в середине канала, измеренных с помощью PIV в воде, на расстоянии 40 см от края канала при разных скоростях ветра. Профили 2 и 4 сходны по виду с профилями 3 и 5 и не приводятся на рис. 8а, чтобы не загромождать рисунок. Профиль 1 не логарифмический и на рис. 8б не приводится.

Как видно из рис. 8а, при низких скоростях ветра градиент скорости может быть направлен в противоположную сторону, а профиль искажается за счет напряжений в пленке и логарифмическим не является. Как уже отмечалось, скорость на поверхности может иметь и отрицательное значение, что коррелирует с ИК-изображениями с тепловизора. Скорость дрейфа может быть определена как из данных PIV путем достраивания линейного участка профиля скорости до поверхности, так и из результатов ИК-термографии посредством кросс-корреляционной обработки последовательных изображений, и эти данные хорошо согласуются между собой. Профили получены путем усреднения в сечении по центру канала и при наличии пленки являются локальными в том смысле, что в других сечениях они могут быть другими. Но логарифмический профиль под поверхностью выстраивается, хотя напряжения на поверхности определяются суммой сил (4). Из приведенных в логарифмическом масштабе про-

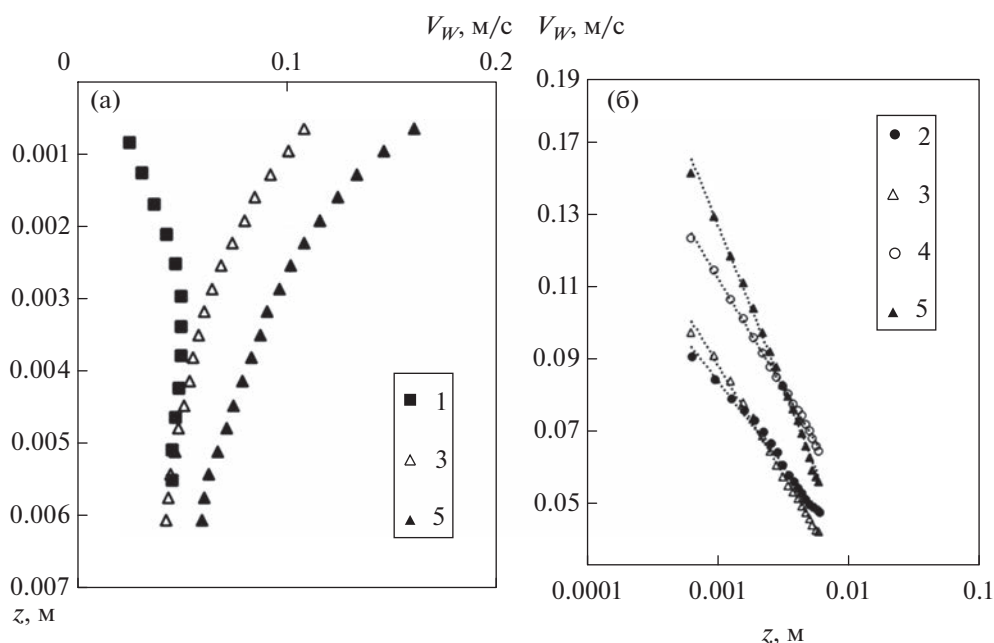


Рис. 8. Зависимость усредненного вертикального профиля скорости, полученного с помощью PIV в воде при разных скоростях ветра, а — в обычном, б — в логарифмическом масштабе. Скорость ветра на высоте 1.5 см над поверхностью воды: 1 — 0.65 м/с, 2 — 0.88 м/с, 3 — 1.23 м/с, 4 — 1.55 м/с, 5 — 2.1 м/с.

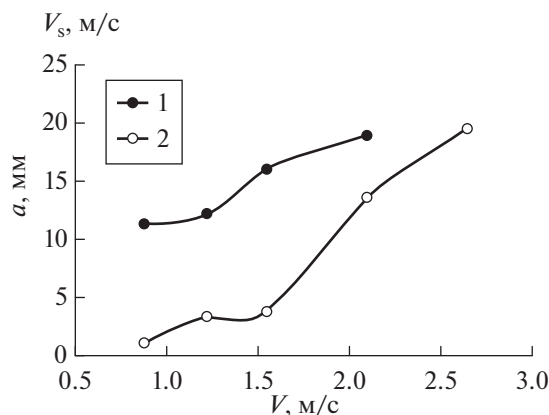


Рис. 9. Зависимость скорости движения поверхности по центру канала от скорости ветра 1 — в чистой воде, 2 — в воде с 0.1 mM SDS.

филей рис. 8б, с использованием формулы (6) можно найти скорости трения в воде. Для приведенных на графиках данных получены следующие значения u_{*w} : 2 — 0.98 см/с, 3 — 1.27 см/с, 4 — 1.27 см/с, 5 — 1.92 см/с. Разрыв пленки происходит через переходный этап, где часть пленки сохраняется на поверхности, а часть поверхности освобождается. Поэтому оценка “критических напряжений” носит приближенный характер. Расчет с использованием скоростей трения по стандартной формуле $\tau_{cr} = \rho_w u_{*w}^2$ (ρ_w — плотность воды) дает значения напряжений порядка десятых долей Па. Более точные данные по напряжениям в пленке могут быть найдены при сравнении результатов PIV в воде и воздухе при одновременном измерении на основе анализа баланса сил.

Сравнение профилей скорости в воде в работах [Siddiqui et al., 2007; Longo et al., 2012] демонстрирует существенную разницу в дрейфовых скоростях при одинаковой скорости ветра, что связано, по-видимому, с разницей в геометрических размерах каналов. Проведенные нами измерения не противоречат полученным в этих работах данным и больше соответствуют [Longo et al., 2012], где длина канала составляла 97 см.

Как уже отмечалось, дрейфовые скорости получались двумя способами и на рис. 9 представлены результаты для чистой воды и воды с SDS (0.1 mM) в диапазоне скоростей, где ветровое волнение несущественно влияло на дрейфовый поток (для SDS эта область больше). Эти данные, как и предыдущие результаты, получены при усреднении профилей в сечении по центру канала.

Как видно из графиков на рис. 9, наличие SDS на поверхности приводит к уменьшению скорости движения поверхности, но с увеличением скорости ветра разность в скоростях движения поверхности воды и воды с добавлением SDS уменьшается, хотя амплитуда волн отличается

достаточно сильно. Эти результаты указывают на сложный характер взаимодействия на границе раздела сред и необходимость сравнительного анализа для воды и растворов с целью определения основных факторов, влияющих на амплитуду волн, скорость дрейфа и скорости трения при сходных условиях обдува.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основное внимание в работе уделяется влиянию холодной пленки на взаимодействие ветра с поверхностью жидкости. ИК-термография с методом PIV позволяет проанализировать течение при наличии пленки и сделать вывод о том, что даже знак скорости течения вблизи поверхности может меняться на противоположный. Холодная пленка представляет собой интересное образование, которое легко разрушается (но очень быстро восстанавливается), не препятствует испарению и вихревым движениям. Как видно из приведенных результатов, ветровое воздействие на воду с холодной пленкой трудно описывать существующими теориями и построение строгой сопряженной теории зарождения ветровых волн потребует решения задачи гидродинамики поверхности с учетом адсорбции-десорбции примесей и отдельного анализа сложного граничного условия. Анализ рельефа поверхности при разных скоростях ветра в этаноле, чистой воде и воде с примесью ПАВ позволяет сделать вывод о существенном влиянии холодной пленки на амплитуду волн. Сравнение с этанолом неоднократно использовалось при анализе взаимодействия на границе раздела сред. Моделирование образования ветровых волн в этаноле — намного более простая задача, чем в воде, потому что для этанола можно отбросить фактор пленки. Влияние пленки очень существенно — резкое увеличение волнения в этаноле начинается гораздо раньше, чем в воде. Еще одно свойство холодной пленки состоит в том, что, если проводить измерения в зоне, где пленка движется в одном направлении, то трудно понять, что она тоже может вносить вклад в баланс напряжений. Однако сравнительный анализ экспериментальных данных с теоретическими представлениями ясно демонстрирует этот факт. Добавление растворимых примесей даже в очень малых концентрациях существенно усиливает пленку. Цепочка “этанол—вода—вода с SDS” демонстрирует постепенное усиление “фактора пленки”. Еще один неприятный с точки зрения построения строгой теории момент состоит в том, что скорость адсорбции из объема на поверхность очень велика, и даже при сильном ветре и большой амплитуде волн возможны эффекты, связанные с восстановлением пленки на некоторых участках поверхности. Разброс любых экспериментальных данных по разрыву пленки легко объясняется различием ее реологических свойств

в разных условиях. Концентрация примеси зависит даже от предыстории ветрового воздействия на данную водную поверхность, так как с течением времени при действии ветра слой вблизи поверхности очищается от примесей.

7. ВЫВОДЫ

Проведен анализ влияния холодной пленки на образование ветровых волн. Холодная пленка возникает в любой воде (кроме деионизированной) из-за небольшого количества примесей, которых оказывается достаточно, чтобы блокировать конвекцию Марангони и массообмен с поверхностью. Эта пленка по своим свойствам сильно отличается от обычно рассматриваемых конденсированных пленок в силу того, что не препятствует движению на поверхности, но ее прочность оказывается достаточной, чтобы до критических скоростей ветра пленка сохранялась и могла менять направление горизонтальной скорости на поверхности воды на противоположное направлению ветра.

Малые скорости ветра и слабое волнение потребовали одновременного использования трех современных методов регистрации — цветного шпирен-метода для фиксации рельефа поверхности, PIV для определения поля скорости в воде и ИК-термографии для определения наличия пленки и измерения поля скорости на поверхности. Сочетание методов позволяет получить однозначную картину течения. Основное свойство холодной пленки — это быстрое восстановление после разрыва и здесь важную роль играют растворимые примеси и процессы адсорбции. Добавление малых концентраций SDS позволяет усилить эффект, который уже есть в обычной воде, что существенно отличает наше исследование от стандартного изучения влияния больших концентраций ПАВ на гашение волн. Полученные критические значения скорости ветра, приводящие к разрыву пленки, соответствуют известным по наблюдениям в натуральных и лабораторных условиях. В работе круг рассматриваемых вопросов специально ограничивается влиянием холодной пленки с точки зрения ее силового воздействия и изменения баланса напряжений на границе раздела сред. Очевидно, что наличие холодной пленки сильно усложняет решение сопряженных задач на границе раздела сред, но без ее учета точный анализ невозможен.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-79-00135). Было использовано оборудование, приобретенное за счет средств Программы развития Московского университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Голицын Г.С. Статистика и динамика природных процессов и явлений. Методы, инструментарий, результаты. М.: Красанд, 2013. 400 с.
- Дружинин О.А. О динамике дрейфового течения при слабом ветре // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2021. Т. 57. № 6. С. 743–752.
- Кандауров А.А., Троицкая Ю.И., Сергеев Д.А., Вдовин М.И., Байдаков Г.А. Среднее поле скорости воздушного потока над поверхностью воды при лабораторном моделировании штормовых и ураганных условий в океане // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 4. С. 455–467.
- Ламб Г. Гидродинамика. М.: ОГИЗ, 1947. 929 с.
- Монин А.С., Яглом А.Я. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Наука, 1965. 640 с.
- Монин А.С., Красицкий В.П. Явления на поверхности океана. М.: Гидрометеиздат, 1985. 376 с.
- Плаксына Ю.Ю., Пуштаев А.В., Винниченко Н.А., Уваров А.В. Влияние малых примесей на формирование структур при конвекции Рэлея-Бенара-Марангони в плоском слое жидкости. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2018. Т. 5. С. 56–62.
- Реутов В.П., Езерский А.Б., Рыбушкина Г.В., Чернов В.В. Конвективные структуры в тонком слое испаряющейся жидкости, обдуваемой воздушным потоком // ПМТФ. 2007. Т. 48. № 4. С. 3–14.
- Федоров К.Н., Гинзбург А.И. Приповерхностный слой океана. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 303 с.
- Черноусько Ю.Л., Шумилов А.В. Испарение и микроконвекция в тонком поверхностном слое // Океанология. 1971. Т. 11. № 6. С. 982–986.
- Banner M.L., Peirson W.L. Tangential stress beneath wind-driven air-water interfaces // J. Fluid Mech. 1998. V. 364. P. 115–145.
- Benetazzo A., Fedele F., Gallego G., Shih P.-C., Yezzi A. Off-shore stereo measurements of gravity waves // Coast. Eng. 2012. V. 64. P. 127–138.
- Deskos G., Lee J.C.Y., Draxl C.A., Sprague M.A. Review of wind-wave coupling models for large-eddy simulation of marine atmospheric boundary layer // J. Atmos. Sci. 2021. V. 78. № 10. P. 3025–3045.
- Izzet A., Moerman P.G., Gross P., Groenewold J., Hollingsworth A.D., Bibette J., Izzet J.B. Tunable persistent random walk in swimming droplets // Phys. Rev X. 2020. V. 10. P. 021035.
- Jähne B., Klinke J., Waas S. Imaging of short ocean wind waves: a critical theoretical review // JOSA A. 1994. V. 11. № 8. P. 2197–2209.
- Katsaros K.B., Liu W.T., Businger J.A., Tilman J.A. Heat transport and thermal structure in the interfacial boundary layer measured in an open tank of water in turbulent free convection // J. Fluid Mech. 1977. V. 82. № 2. P. 311–335.
- Keane R.D., Adrian R.J. (1992) Theory of cross-correlation analysis of PIV images // Appl. Sci. Res. 1992. V. 49. P. 191–215.
- Kosnik M.V., Dulov V.A. Extraction of short wind wave spectra from stereo images of the sea surface // Meas. Sci. Technol. 2011. V. 22. № 1. P. 015504.
- Kou J., Judd K.P., Saylor J.R. The temperature statistics of a surfactant-covered air/water interface during mixed

- convection heat transfer and evaporation // *Int. J. Heat Mass Transfer* 2011. V. 54. P. 3394–3405.
- Kudryavtsev V., Shrira V., Dulov V., Malinovsky V. On the Vertical Structure of Wind-Driven Sea Currents // *J. Phys. Oceanogr.* 2008. V. 38. P. 2121–2144.
- Li T., Shen L. The principal stage in wind-wave generation // *J. Fluid Mech.* 2022. V. 934. P. A41.
- Longo S., Chiapponi L., Clavero M., Mäkelä T., Liang D. Study of the turbulence in the air-side and water-side boundary layers // *Coast. Eng.* 2012. V. 69. P. 67–81.
- Miles J.W. On the generation of surface waves by shear flows // *J. Fluid Mech.* 1957. V. 3. № 2. P. 185–204.
- Moisy F., Rabaud M., Salsac K. A synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface // *Exp. Fluids*. 2009. V. 46. P. 1021–1036.
- Pawliszak P., Ulaganathan V., Bradshaw-Hajek B.H., Manica R., Beattie D.A., Krasowska M. Mobile or immobile? Rise velocity of air bubbles in high-purity water // *J. Phys. Chem. C* 2019. V. 123. P. 15131–15138.
- Phillips O.M. On the generation of waves by turbulent wind // *J. Fluid Mech.* 1957. V. 2. № 5. P. 417–444.
- Raffel M., Willert C.E., Scarano F., Kähler C.J., Wereley S.T., Kompenhans J. (2007) Particle image velocimetry: a practical guide. Third edition. Springer: Berlin, 2018. 669 p.
- Rudenko Y.K., Vinnichenko N.A., Plaksina Y.Y., Pushtaev A.V., Uvarov A.V. Horizontal convective flow from a line heat source located at the liquid–gas interface in presence of surface film. // *J. Fluid Mech.* 2022. V. 944. P. A35.
- Schlüssel R., Emery W.J., Grassel H., Mammen N. On the bulk skin temperature difference and its impact on satellite remote sensing of sea surface temperature // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 13341–13356.
- Siddiqui K., Loewen M.R. Characteristics of the wind drift layer and microscale breaking waves // *J. Fluid Mech.* 2007. V. 573. P. 417–456.
- Veron F., Melville W.K. Experiments on the stability and transition of wind-driven water surfaces // *J. Fluid Mech.* 2001. V. 446. P. 25–65.
- Veron F., Melville W.K., Lenail L. The effects of small-scale turbulence on air–sea heat flux // *J. Phys. Oceanogr.* 2011. V. 41. № 1. P. 205–220.
- Vinnichenko N.A., Plaksina Yu.Yu., Baranova K.M., Push-taev A.V., Uvarov A.V. Mobility of free surface in different liquids and its influence on water striders locomotion // *Environ. Fluid Mech.* 2018. V. 18. P. 1045–1056.
- Vinnichenko N.A., Pushtaev A.V., Plaksina Y.Y., Uvarov A.V. Measurements of liquid surface relief with moon-glade background oriented schlieren technique // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2020. V. 114. P. 110051.
- Yousefi K., Veron F., Buckley M.P. Turbulent and wave kinetic energy budgets in the airflow over wind-generated surface waves // *J. Fluid Mech.* 2021. V. 920. A33.
- Zavadsky A., Shemer L. Water waves excited by near-impulsive wind forcing // *J. Fluid Mech.* 2017. V. 828. P. 459–495.
- Zavadsky A., Benetazzo A., Shemer L. On the two-dimensional structure of short gravity waves in a wind wave tank // *Phys. Fluids*. 2017. V. 29. 016601.
- Zhang X., Cox C. Measuring the two-dimensional structure of wavy water surface optically: A surface gradient detector // *Exp. Fluids* 1994. V. 7. P. 225–237.
- Zhang X., Dabiri D., Gharib M. Optical mapping of fluid density interfaces: Concepts and implementations // *Rev. Sci. Instrum.* 1996. V. 67. № 5. P. 1858–1868.

Influence of the Weak Surface Film on Formation and Propagation of Wind Waves in a Channel

Yu. Yu. Plaksina¹*, A. V. Pushtaev¹, N. A. Vinnichenko¹, and A. V. Uvarov¹

¹Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskiye Gory, 1/2, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: yuplaksina@mail.ru

Processes of the wind waves formation remain poorly understood, despite the numerous studies. One of the main reasons, in our opinion, is that simplified theoretical analysis does not take into account the weak film of natural contaminants. In the present work waves generation in two channels is experimentally studied and compared for ethanol, water and water with addition of soluble surfactant SDS (sodium dodecyl sulphate) in various concentrations. The employed concentrations hardly affect the surface tension coefficient, but lead to significant modification of the subsurface flow structure. In ethanol the surface film is not formed, so it can be considered as reference case. In water and water with added surfactant the film gets broken and the surface becomes clean at certain critical wind speed, which grows for increasing surfactant concentration. For the surface to remain clean, the contaminant adsorption to the surface must be compensated by its removal by the tangential stress. Three experimental techniques are used to study the influence of cool skin on formation of the wind waves. The surface relief is measured with modified color schlieren technique and the liquid velocity fields are determined with Particle Image Velocimetry (PIV). The surface temperature fields, which allow identification of the regions of the cool skin rupture, are obtained with IR thermography. IR thermography is also used to study the surface velocity field (IR PIV). The film is shown to have significant influence on both the waves amplitude and the structure of subsurface flow.

Keywords: surface film, wind waves, PIV, IR thermography, color schlieren method