# СОДЕРЖАНИЕ

-

\_

# Том 57, номер 4, 2021

Вихри глубоководных желобов северо-западной части Тихого океана: обзор <i>С. В. Пранц</i>	387
Статистическая модель временной изменчивости характеристик высотных струйных течений Северного полушария на основе спутниковых измерений <i>А. Ф. Нерушев, К. Н. Вишератин, Р. В. Ивангородский</i>	401
О согласованности мультидекадных колебаний температуры поверхности в экваториальной части Тихого океана и длительности суток <i>В. А. Безверхний</i>	414
Совершенствование расчета эволюции сульфатного аэрозоля и его радиационных эффектов в климатической модели ИВМ РАН <i>Н. Е. Чубарова, А. А. Полюхов, Е. М. Володин</i>	421
Аномалии и тренды концентрации приземного аэрозоля в западном Подмосковье А. Н. Груздев, А. А. Исаков	432
О моделировании состава органического аэрозоля в атмосфере <i>А. Н. Ермаков, А. Е. Алоян, В. О. Арутюнян</i>	444
Суточные вариации электрического поля в приземном слое атмосферы А. Х. Аджиев, А. Г. Клово, Т. В. Кудринская, Г. В. Куповых, Д. В. Тимошенко	452
Прямое измерение турбулентной диффузии, индуцированной волнами в лотке В. Г. Полников, Ф. А. Погарский, И. А. Репина, Х. Ма, Ш. Чанг	462
Развитие холодной аномалии температуры поверхности Черного моря Д. А. Яровая, В. В. Ефимов	471
Лабораторное и численное исследование особенностей процесса выхолаживания воды с поверхности в прибрежных водах <i>А.Е. Куприянова, В.А. Гриценко</i>	484
О связи полей влажности атмосферы в Мексиканском заливе с процессами зарождения и развития ураганов	101
А. Г. Гранков	495

# Contents

\_

=

# Vol. 57, No. 4, 2021

Trench Eddies in the Northwest Pacific: an Overview	
S. V. Prants	387
Statistical Model of Time Variability of Characteristics of Northern Hemisphere High-Altitude Jet Streams Based on Satellite Measurements	
A. F. Nerushev, K. N. Visheratin, and R. V. Ivangorodsky	401
On Coherence of Multidecadal Oscillations in Equatorial Pacific Sea Surface Temperature and the Length of Day	
V. A. Bezverkhnii	414
Improving the Calculation of the Sulfate Aerosol Evolution and Its Radiative Effects in the INM RAS Climate Model	
N. E. Chubarova, A. A. Poliukhov, and E. M. Volodin	421
Anomalies and Trends in the Mass Concentration of Near-Surface Aerosol in the Western Part of Moscow Region	
A. N. Gruzdev and A. A. Isakov	432
Modeling the Composition of Organic Aerosol in the Atmosphere	
A. N. Yermakov, A. E. Aloyan, and V. O. Arutyunyan	444
Diurnal Variations of the Electric Field in the Atmospheric Boundary Layer	
A. Kh. Adzhiev, A. G. Klovo, T. V. Kudrinskaya, G. V. Kupovykh, and D. V. Timoshenko	452
Direct Measurement of Turbulent Diffusion Induced by Waves in a Tank	
V. G. Polnikov, F. A. Pogarskiy, I.A. Repina, H. Ma, and Sh. Jiang	462
Cold Sea Surface Temperature Anomalies in the Black Sea: Coupled Modelling and Physical Mechanisms of Formation	
D. A. Iarovaia and V. V. Efimov	471
Laboratory and Numerical Study of Features of the Sea Surface Cooling Process in Coastal Waters	
A. E. Kupriyanova and V. A. Gritsenko	484
On the Relationship of the Atmosphere Humidity Fields in the Gulf of Mexico with the Processes of Hurricane Origin and Development	
A. G. Grankov	495

УДК 551.465.52

# ВИХРИ ГЛУБОКОВОДНЫХ ЖЕЛОБОВ СЕВЕРО-ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА: ОБЗОР

© 2021 г. С. В. Пранц\*

Тихоокеанский океанологический институт Дальневосточного отделения РАН, ул. Балтийская, 43, Владивосток, 690041 Россия \*e-mail: prants@poi.dvo.ru Поступила в редакцию 26.02.2021 г. После доработки 15.03.2021 г.

Принята к публикации 14.04.2021 г.

Обзор посвящен синоптическим антициклоническим вихрям Японского, Курило-Камчатского и Алеутского глубоководных желобов в северо-западной части Тихого океана. Эти вихри играют важную роль в циркуляции вод в западном субарктическом круговороте, оказывая существенное влияние на погоду, климат и биопродуктивность в регионе. Приводится обзор сведений о вихрях глубоководных желобов, включая обсуждение процессов их формирования, стагнации, движения, деформации и распада. С помощью лагранжевой методологии проведена полная перепись этих вихрей в альтиметрическую эру, начиная с 1 января 1993 г. Их эволюция и происхождение изучаются с помощью лагранжевых карт различных индикаторов движения, позволяющих идентифицировать вихри, отслеживать их траектории и важные события в жизни: рождение, захват и высвобождение вод, слияние с другими вихрями и расщепление, эрозию и распад. Обсуждаются и анализируются вертикальная структура и гидрологические характеристики, полученные на основе судовых съемок и профилей дрейфующих буев Арго.

Ключевые слова: Японские, Курильские, Камчатские и Алеутские антициклонические вихри, глубоководный желоб, термохалинная структура

DOI: 10.31857/S0002351521040106

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Синоптические вихри, достигающие 300 км в поперечнике, играют важную роль в циркуляции океанов и в морской жизни, живут иногда годами и переносят большие объемы воды на тысячи километров. Такие вихри могут существенно отличаться от окружающих вод аномалиями тепла, солености, кинетической энергии и завихренности. С океанской стороны островных дуг северно-западной части Тихого океана простираются глубоководные желоба – Японский, Курило-Камчатский и Алеутский, глубины в которых превышают 7.5 км. Многие вихри западного субарктического круговорота и вихри фронтальной зоны Куросио-Ойясио зачастую "притягиваются" к этим желобам и дрейфуют вдоль них [1–13]. Такое направленное к полюсам перемещение вихрей не похоже ни на распространение волн Россби, ни на дрейф под действием бэта-эффекта, ни на поведение других вихрей западных пограничных течений. Антициклонов (АЦ) среди вихрей желобов значительно больше, чем циклонов (Ц), они крупнее и существуют гораздо дольше. Рыбакам и океанографам хорошо известна роль некоторых АЦ вблизи желобов в формировании мест, благоприятных для рыбного промысла [14–18].

Крупномасштабная циркуляция в западном субарктическом круговороте включает Аляскинское течение от линии перемены дат, Восточно-Камчатское течение вдоль побережья Камчатки, переходящее в Курило-Камчатское течение вдоль северных Курильских о-в, продолжением которого примерно от пр. Буссоль является течение Ойясио. Круговорот ограничен с севера и запада Алеутскими о-ми, Камчаткой, Курилами и о. Хоккайдо, а с юга — фронтальной зоной Куросио— Ойясио и Субарктическим течением (см. рис. 1).

Множество вихрей различного размера циркулируют в обширной фронтальной зоне Куросио– Ойясио. Некоторые из них возникают в области Тохоку, где воды Цусимского течения, вытекающие из Японского моря через Сангарский пр., формируют теплое Сангарское течение и сталкиваются с субарктическими водами 1-й прибрежной ветви Ойясио и субтропическими водами Куросио. Вихри Тохоку медленно дрейфуют вдоль Японского желоба на север против среднего потока [8–10, 12, 19–21]. По этому же пути дрейфуют и ринги Куросио, отщепившиеся от западного



**Рис. 1.** Батиметрия северо-западной части Тихого океана (HI, SI, KP – о-ва Хоккайдо, Сахалин и п-в Камчатка, BS – пр. Буссоль) и основные течения в регионе: TWC – теплое Сангарское течение, OC – Ойясио, ESC – Восточно-Сахалинское течение, ККС – Курило-Камчатское течение, ЕКС – Восточно-Камчатское течение, АS – Аляскинское течение.

меандра продолжения Куросио. Ринги, отщепившиеся от восточного меандра, под действием планетарного бета-эффекта дрейфуют на запад [8-10, 12, 19-22], и после разного рода трансформаций остатки этих рингов достигают Японского желоба и поворачивают на север, дрейфуя вдоль него к о. Хоккайдо. Там эти вихри, называемые хоккайдскими АЦ, чаще всего стагнируют некоторое время, а затем дрейфуют вдоль Курило-Камчатского желоба на северо-восток [2, 10-12, 18-22], достигая иногда пр. Буссоль (рис. 1). Вихрями Японского желоба (ЯЖВ) мы называем все синоптические АЦ, которые дрейфуют вдоль Японского желоба от 36° до 41° с.ш. и вдоль южного сегмента Курило-Камчатского желоба от 41° до 44° с.ш.

По обе стороны Курило-Камчатского желоба от центральных и до северных Курил регулярно формируются синоптические АЦ, которые мы называем Курильскими вихрями (КуЖВ). Наиболее крупными и долгоживущими среди них являются Буссольские вихри, возникающие непосредственно у пролива [2, 4–6, 11, 23–27]. В Камчатских заливах за мысами регулярно генерируются прибрежные АЦ [28, 29], которые адвектируются Восточно-Камчатским течением на юг, достигают южной оконечности п-ва, замедляются и стагнируют там, подпитывая квазистационарные Камчатские вихри (КЖВ) [13]. Достигнув значительных размеров, КЖВ либо распадаются, либо расщепляются, а их остатки адвектируются Курило-Камчатским течением вдоль одноименного желоба на юг.

Вихри Алеутского желоба (АЖВ) формируются над Алеутским желобом в районе 50°-52° с.ш., 170°-175° в.д. [30-32]. Некоторые из них дрейфуют вдоль этого желоба на северо-запад. Однако большинство АЖВ дрейфует практически зонально под действием планетарного бета-эффекта к побережью Камчатки. Эти вихри имеют специфическую вертикальную структуру и переносят теплую и соленую воду Аляскинского течения, снабжая теплом Восточно-Камчатское и Курило-Камчатское течения.

Для каждой группы вихрей глубоководных желобов приводится краткий обзор их свойств, включая обсуждение причин формирования и направления движения. Основное внимание уделяется КуВЖ, КЖВ и АЖВ как наименее изученным. Эволюция вихрей и происхождение составляющих их вод изучаются на основе разработанной автором с сотрудниками лагранжевой методологии, позволяющей с помощью вычисленных на основе альтиметрических данных карт различных индикаторов движения идентифицировать вихри, документировать их перемещение и все важные события в жизни. Вычисляя ежесуточно лагранжевы карты, можно проследить судьбу каждого АЦ в альтиметрическую эру, как ретроспективно, так и в режиме практически реального времени.

### 2. ЛАГРАНЖЕВЫ КАРТЫ

Для изучения вихрей в работе широко применяется лагранжев подход [33–35], основанный на вычислении различных индикаторов движения большого числа искусственных пассивных частиц, имитирующих частицы морской воды. Траектории частиц вычисляются интегрированием уравнения адвекции

$$\frac{d\lambda}{dt} = u(\lambda, \varphi, t), \quad \frac{d\varphi}{dt} = v(\lambda, \varphi, t), \quad (1)$$

где  $\varphi$  и  $\lambda$  — широта и долгота, *и* и *v* — зональная и меридиональная компоненты альтиметрического поля скорости AVISO в месте положения частицы. Вихри размером более 50 км надежно идентифицируются в таком поле с разрешением 0.25 и суточным шагом по времени (http://aviso.altimetry.fr). Интегрирование уравнений (1) вперед во времени позволяет выяснить "судьбу" частиц, а назад во времени — их происхождение и историю [36].

На ежесуточные лагранжевы карты наносятся эллиптические (треугольники) и гиперболические (крестики) точки. Это стационарные точки уравнений адвекции, в которых скорость в данные сутки равна нулю. Устойчивые эллиптические точки расположены, в основном, в центрах вихрей, а неустойчивые гиперболические — между вихрями и на периферии изолированных вихрей. У гиперболической точки имеются направления, по которым частицы воды приближаются к ней, и направления, по которым они удаляются. Такие геометрические структуры называются в теории динамических систем устойчивыми и неустойчивыми многообразиями [33]. Это реально существующие в океане структуры, которые проявляются, в частности, в траекториях дрифтеров вблизи гиперболических точек [27].

Помимо обычных физико-химических свойств каждому парселу воды можно приписать особые индикаторы, являющиеся функциями траектории [33–35, 37]. Среди них накопленный за конечное время показатель Ляпунова Л, вычисляемый для каждой пары из большого числа частиц в изучаемой области по формуле [38]

$$\Lambda(t,t_0) = \frac{\ln \sigma_1(t,t_0)}{t-t_0},$$
(2)

где  $\sigma_1$  — максимальное сингулярное значение матрицы эволюции, а  $t - t_0$  — время интегрирования. Линии максимальных (локально) значений на карте показателя Ляпунова аппроксимируют неустойчивые многообразия при интегрирова-

нии уравнений адвекции назад во времени и устойчивые многообразия при интегрировании вперед во времени.

Лагранжевы карты происхождения вод (О-карты) [13, 18, 20] предназначены для выяснения мест происхождения водных масс, в частности в ядрах АЦ. Большое число пассивных частиц распределяется по региону. Начиная с некоторой фиксированной даты, уравнения адвекции интегрируются назад во времени и вычисляются траектории всех частиц. Далее на О-карте маркируются те частицы, которые за заданный промежуток времени в прошлом пересекли границу региона или определенный отрезок в нем.

Вычисленные на конкретные сутки значения (или свойства) лагранжева индикатора модулируются цветом и наносятся на географическую карту. Вычисляя последовательно лагранжевы карты на каждые предыдущие даты, получаем своего рода фильм, дающий наглядное представление об истории переноса и перемешивания вод в изучаемом районе. Лагранжевы карты имеют ряд преимуществ по сравнению с эйлеровыми картами возвышения уровня моря, завихренности, параметра Окубо-Вейса и др., которые являются снимками текущего состояния соответствующего поля. Лагранжевы карты содержат информацию не только о текущем состоянии поля индикатора, но и о его предыстории.

#### 3. ВИХРИ ЯПОНСКОГО ЖЕЛОБА

Во фронтальной зоне Куросио-Ойясио встречаются субтропические воды Куросио, субарктические воды Ойясио, теплые воды Сангарского течения и течения Соя из Японского моря и специфические холодные распресненные водные массы из Охотского моря [39, 40] (рис. 1). Изучение синоптических вихрей в этой зоне в доспутниковую эру началось с работы [1], в которой на основе съемок в японских экспедициях были идентифицированы 154 АШ с теплыми ядрами в период с 1957 по 1973 г. Большинство вихрей перемещались на север и северо-запад и затем дрейфовали вдоль Японского желоба и/или вдоль южного сегмента Курило-Камчатского желоба. В работах [8-10, 21] такой дрейф ЯЖВ был подтвержден и после 1973 г. с помощью новых судовых и спутниковых данных.

На рис. 2а для примера показаны вихри Японского и Курило-Камчатского желобов в альтиметрическом поле скорости по состоянию на 1 августа 2010 г. Лагранжева О-карта на рис. 26 показывает разными цветами происхождение вод в ядрах этих вихрей. Ринги Куросио с ядрами субтропической воды (красной в онлайн версии) отделяются от северного фланга продолжения Куросио. Те из них, которые сформировались в меандре те-

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 4 2021



**Рис. 2.** (а) – Антициклонические вихри Японского и Курило-Камчатского желобов, центры которых показаны треугольниками. Линиями показаны изобаты желобов 7–10 км. (а) – Альтиметрическое поле скорости и (б) – О-карта происхождения вод показывают положение Японских, Курильских и Камчатских вихрей на 1 августа 2010 г. КК – ринги Куросиоо, НЕ – вихрь Хоккайдо, ВЕ – Буссольский вихрь, КЕ – Камчатские вихри. Легенда цветов на О-карте разъясняется в основном тексте.

чения к востоку от 146° в.д., под действием бэтаэффекта мигрируют на запад со средней скоростью 1 см/с [9]. Часть рингов Куросио снова поглощается основной струей, но некоторые достигают склона Японского желоба, поворачивают и дрейфуют вдоль желоба на северо-восток против среднего потока Сангарского течения [9] (см. ринг KR1 на рис. 2). Другие ринги, отделившись от меандра Куросио к западу от 145° с.ш. [12, 19], сразу дрейфуют на северо-восток вдоль Японского желоба со средней скоростью несколько см/с [9] (см. ринги KR2 и KR3 на рис. 2).

Другой класс ЯЖВ, вихри Тохоку, формируются над Японским желобом или вблизи него в результате неустойчивости Сангарского течения и дрейфуют вдоль желоба со средней скоростью 1-2 см/с [9, 10, 19]. ЯЖВ переносят субтропическую воду на большие расстояния. Некоторые из них добираются до северных широт [2, 10–12, 18–22]. Так ринг WCR86, сформировавшийся в 1986 г. приблизительно на широте 37° с.ш. [15], дрейфовал вдоль желобов и был обмерен на широте пр. Буссоль в 1990 г. [5], перенеся трансформированную субтропическую воду почти на 1200 км. Другой ринг WCR93A [9] перемещался вдоль желобов в течение 5 лет и распался в районе 43° с.ш.

В работе [10] на основе спутниковых данных, профилей буев Арго и судовых съемок анализировались ЯЖВ с октября 1992 г. по февраль 2009 г.,

которые помещались авторами в разные группы в зависимости от места наблюдения и от аномалий теплосодержания по сравнению с климатологическими месячными средними: теплые ЯЖВ группы I (район Тохоку), теплые и холодные ЯЖВ групп IIw и IIс (район Хоккайдо). Теплые вихри доминируют в изучаемой области. Вихри группы I размером 80-200 км не отличались долгожительством, но имели сравнительно большие значения возвышения уровня моря, 0.3-0.4 м. Выше 300 дбар вода в таких вихрях теплее и соленее, но менее плотная, чем окружающие воды на той же глубине. Некоторые вихри группы І имели двухъядерную структуру (впервые обнаруженную в 1983 г. [3]) с холодным и пресным ядром на изопикнической поверхности ~26.70 σ<sub>θ</sub> ниже теплого и соленого ядра. Учитывая, что эта изопикна нигде в открытом океане не выходит на поверхность, такие ядра, по-видимому, формируются в результате процесса вертикального выравнивания (alignment) [41] при взаимодействии теплых и соленых вихрей с холодными и пресными в верхнем и промежуточном слоях.

Теплые вихри группы II, как правило, были мощнее, крупнее и существовали дольше, чем холодные вихри этой группы. Аномалии возвышения уровня были в пределах, соответственно, 0.2–0.3 м (0–0.1 м), а поперечник – в пределах 120–140 км (80–100 км). Вихри группы IIw дрейфовали вдоль Японского желоба на север со скоростью до 2 см/с, тогда как вихри группы IIс фактически мигрировали на юг вдоль желоба со скоростью от -2 до -1 см/с. Теплое и соленое ядро выше 300 дбар и второе ядро в глубине с холодной и пресной водой наблюдаются также и у вихрей группы IIw [2, 10, 21]. Следует подчеркнуть, что двухъядерность – особое свойство ЯЖВ.

В статье [20] на основе ежесуточных лагранжевых О-карт сообщается об идентификации 17 ЯЖВ в период с 1 января 1993 г. по 10 декабря 2017 г., добравшихся до о. Хоккайдо (см. таблицу в [20]). Только один хоккайдский вихрь в этот период времени был идентифицирован как единое целое в виде ринга Куросио, достигшего Японского желоба. Как правило, ринги Куросио по мере своего перемещения на запад обмениваются водой, сливаются с другими вихрями, расщепляются и становится практически невозможно отождествить их как изначальные ринги уже через полгода. Большинство хоккайдских АЦ из этого перечня сформировались в области Тохоку (например, НЕ на рис. 2) и затем мигрировали вдоль Японского желоба к о. Хоккайдо.

Дрейф ЯЖВ на северо-восток вдоль желобов в направлении противоположном среднему потоку нельзя объяснить ни адвекцией, ни планетарным бэта-эффектом. Из соображений сохранения потенциальной завихренности следует, что АЦ (в отличие от Ц) имеют тенденцию локализоваться вблизи оси желоба, который служит своего рода "вихреводом". Для объяснения дрейфа АЦ по такому вихреводу на северо-восток привлекались разные соображения. Очевидно, что топография приобретает главное значение, обуславливая топографический бэта-эффект. Западный склон желоба является своего рода стенкой для вихрей, которая индуцирует известный эффект зеркального изображения (image effect), индуцирующий дрейф АЦ на север [40, 7].

Другое объяснение основывается на генерации топографических волн в районе глубоководного желоба [23, 42-44]. Помимо захваченных низкочастотных волн, распространяющихся вдоль шельфа в юго-западном направлении, могут существовать так называемые волны желобов, распространяющиеся вдоль океанской стороны желоба на северовосток. Эти волны могут создавать новые потоки и модифицировать существующие. В подтверждение такой возможности указывалось на обнаружение глубинного течения в северо-восточном направлении вдоль океанской стороны южной части Курило-Камчатского желоба [45]. В рамках простой двухслойной модели в работе [6] было показано, что такое противотечение благодаря вертикальному сдвигу скорости при определенных условиях возбуждает распространяющиеся на северо-восток топографические волны Россби даже в верхнем слое с юго-западным потоком, способствуя дрейфу вихрей на северо-восток. В работе [46] в рамках концепции фоновых течений [47, 48] с помощью баротропной квазигеострофической модели построено течение, способствующее адвекции АЦ вдоль модельного глубоководного желоба. По всей видимости, дрейф вихрей определяется совместным действием различных факторов, включая, помимо топографии, взаимодействие вихрей глубоководных желобов с окружающими потоками и другими вихрями.

#### 4. КУРИЛЬСКИЕ ВИХРИ

#### 4.1. Различные типы Курильских вихрей и особенности их формирования

Насколько нам известно, впервые о спутниковом наблюдении крупных океанских АЦ восточнее Курильских островов сообщалось в работе [2], где приведены также результаты их гидрологических съемок. На лагранжевых картах вдоль Курило-Камчатского желоба одновременно наблюдаются АЦ разных типов (см. рис. 2): дрейфующие с юго-запада ЯЖВ, адвектируемые с северо-востока КЖВ и местные Курильские вихри (КуЖВ) с холодными ядрами, которые сформировались на океанской стороне Курильских о-в. С помощью лагранжевых карт в период с 1 января 1993 г. по 31 декабря 2020 г. автор с сотрудниками произвели в районе 41°-52° с.ш. полную перепись АЦ размером более 100 км и временем жизни более 4 нед.

Было обнаружено 10 ЯЖВ с теплыми ядрами (разд. 3), среди которых выделяются 4 Хоккайдских вихря. 8 АЦ у северных Курил были отождествлены с КЖВ (разд. 4). 20 КуЖВ зародились непосредственно у северных о-в, а 29 КуЖВ у центральных, причем летом зарождалось в 3 раза больше вихрей. Еще 17 КуЖВ появились вблизи пр. Буссоль в районе 46°-47° с.ш. и 150°-152° в.д., причем наиболее часто они возникают весной. ЯЖВ, добравшиеся до Курил, содержат трансформированную соленую субтропическую воду Куросио, сильно охладившуюся после зимовки. Пришедшие с севера КЖВ и их потомки содержат воду тихоокеанского субарктического типа. Все Курильские вихри содержат также холодную и распресненную охотоморскую воду, вышедшую в океан через проливы (см., например, [49]).

Местные КуЖВ формируются в результате баротропной и бароклинной неустойчивостей Курило-Камчатского течения и Ойясио в холодный период года, когда оба пограничных течения усиливаются и меандрируют. Для теплого периода был предложен [6] особый механизм формирования и усиления Буссольских вихрей. При определенных условиях на фронте, разделяющем охото-



**Рис. 3.** Вертикальные профили (а) – потенциальной температуры и (б) – солености вдоль судового разреза через Буссольский вихрь (номера станций вверху) 23–27 июня 2012 г.

морскую воду с низкой потенциальной завихренностью *Q* 

$$Q = -\frac{f}{\rho_0} \frac{d\rho}{dz} \tag{3}$$

и воды Курило-Камчатского течения и Ойясио с большими значениями Q, возможно формирование новых АЦ непосредственно у пролива и усиление уже существующих АЦ. Зимой и весной реализуется мода циркуляции с вдольбереговым течением. Летом и осенью, когда течения ослаблены, реализуется мода с формированием АЦ круговорота и создаются условия для формирования и усиления вихрей на фронте потенциальной завихренности.

#### 4.2. Гидрологические свойства Курильских вихрей

Основная масса вод в районе Курил относится к субарктическому типу с холодным подповерхностным дихотермальным слоем и теплым мезотермальным слоем ниже. Однако термохалинные индексы и другие свойства охотоморской воды и вод Курило-Камчатского течения и Ойясио различаются. Охотоморские воды в дихотермальном слое холоднее, более пресные и с пониженной потенциальной завихренностью (3). Первые гидрологические съемки с конца 70-х гг. [2] показали отличие термохалинных характеристик южнокурильских вихрей от средне- и северокурильских. Двухядерный АЦ с максимальным размером 270 × × 180 км, измеренный в начале ноября 1979 г., являлся остатком хоккайдского ЯЖВ с теплым и соленым ядром в слое 150-250 м и с холодным ядром субарктических вод глубже 400 м. Буссольский вихрь с поперечником 180 км имел характерный для субарктических вод термохалинный профиль с неглубоким сезонным термоклином, дихотермальным и мезотермальным слоями ниже. Холодное ядро этого вихря наблюдалось вплоть до 500 м (съемка [2] в сентябре 1979 г.). Последующие съемки [4-6, 8, 9, 22, 24-27] подтвердили наличие у Курил АЦ с теплыми и холодными ядрами.

Съемка буссольского АЦ в конце июня 2012 г. и анализ лагранжевых карт [27] позволили выявить генезис и структуру этого вихря с охотоморской водой в центре и водой Курило-Камчатского течения на периферии. Вертикальные профили на рис. 3 и 4 вдоль судового разреза от ст. 35 в Охотском море до ст. 55 в Тихом океане показывают хорошо развитое холодное ядро между 100 и 700 м с пониженными температурой и соленостью (рис. 3а и 3б) и с повышенным содержание растворенного кислорода (рис. 4а). Низкие значения *Q* и высокое со-



Рис. 4. Вертикальные профили (а) – растворенного кислорода и (б) – потенциальной завихренности.

держание кислорода в ядре (рис. 4a) свидетельствуют об интенсивном диапикническом перемешивании в проливах и о зимней конвекции. Ядра с холодной (<2°С) и распресненной (33.4–33.6 psu) водой с малыми значениями потенциальной завихренности (3)  $Q = (5 - 10) \times 10^{-11}$  (м с<sup>-1</sup>) и с диапазоном плотности  $26.7-26.9\sigma_{\vartheta}$  – характерная особенность КуЖВ, отмеченная ранее в работах [4–6, 10, 25].

В ряде работ было показано, что квазистационарные Хоккайдские [14–18, 51–53] и Буссольские желобные АЦ [52, 53] играют важную роль в промысле сайры, японской сардины, скумбрии, кальмара Бартрама и других промысловых видов. Вокруг этих вихрей формируются лагранжевы фронты [17, 18, 51–53] (линии максимальных градиентов лагранжевых индикаторов), вдоль которых аккумулируется фито-и зоопланктон, что, в свою очередь, способствуют агрегации там пелагических видов [17, 18, 51–53].

#### 5. КАМЧАТСКИЕ ВИХРИ

В заливах Камчатки регулярно возникают АЦ, которые адвектируются на юг вдоль Курило-Камчатского желоба. Эти вихри были обнаружены на спутниковых снимках в конце 70-х гг. [28] и затем целенаправленно исследовались в рейсах [29, 31].

Некоторые АЦ достигают западного склона желоба у южной оконечности п-ва, где они сливаются друг с другом, создавая практически каждый год в районе 48°-51° с.ш., 156°-159° в.д. (см. рис. 6б) квазистационарные Камчатские вихри (КЖВ) [13]. В работе [13] с помощью лагранжевых карт были идентифицированы все КЖВ в 1993-2018 гг. (см. табл. 1 в этой статье) и задокументированы основные события в их жизни. Как правило, КЖВ стагнируют над желобом более 6 мес. несмотря на достаточно сильное течение. За весь период наблюдения три КЖВ стагнировали в течение более года, а рекордсмен КЖВ (вихрь № 3 в табл. 1 в [13]) – в течение полутора лет. Только в 1996 и 2004 гг. долгоживущие КЖВ не были обнаружены. В отличие от дрейфующих АЖВ (разд. 6), квазистационарные КЖВ отражаются на диаграммах Хофмюллера в виде вертикальных полос с повышенными значениями вихревой кинетической энергии и завихренности в районе 48°-51° с.ш., 156°-159° в.д. (см. рис. 7).

Типичный КЖВ был изучен в рейсе НИС "Академик Опарин" в сентябре 2017 г. [13]. Лагранжевы карты [13] показали, что в апреле в районе Авачинского залива возник АЦ размером 60 × 80 км, который адвектировался вдоль желоба до южной оконечности Камчатки, где он практически остановился в начале мая, достигнув разме-

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 4 2021



**Рис. 5.** Карты накопленного показателя Ляпунова показывают вихрь КЖВ2017 (КТЕ) в окружении мелкомасштабных циклонов с номерами станций зондирования в 53 рейсе НИС "Академик Опарин" (а) – 2 сентября и (б) – 8 сентября. Показаны глубины в желобе более 6 км.

ра 70 × 100 км. В конце мая произошло слияние КЖВ2017 с другим АЦ, что привело к значительному увеличению размера до 150 × 175 км. На рис. 5 показаны карты показателя Ляпунова, рассчитанные по формуле (2) на 15 сут назад во времени, начиная с дат съемки 2 и 8 сентября. Отметим, что координаты станций 78 и 88 в центре вихря (рис. 5) практически совпадают с рассчитанными координатами эллиптической точки по данным альтиметрии.

СТД съемки до глубины 1.5 км выявили типичную для лета вертикальную структуру субарктических вод с теплым поверхностным слоем, холодным подповерхностным слоем дихотермальной воды и теплым промежуточным слоем мезотермальной воды. В центре вихря температура дихотермальной воды в слое 30-350 м была ниже 2°С, а вблизи поверхности температура в 1.1°С была намного ниже температуры окружающей волы (1.9-2.1°С), что объясняется захватом этой воды во время формирования прародительского вихря в Авачинском заливе в апреле. Холодное ядро квазистационарного вихря было заглублено в его центре до 380-400 м. Мезотермальные воды с температурой 3.5°C и соленостью 33.8–34. 2 psu наблюдались вплоть до глубины 1 км.

КВЖ2017 стагнировал над желобом с мая 2017 г. до февраля 2018 г. [13]. За это время он дважды поглотил АЦ с севера. Карты на рис. 5 иллюстрируют начало одного такого слияния. Узкий S-образный "хребет", соединяющий периферию КЖВ2017 с АЦ на севере с центром в 51.8° с.ш., 159.7° в.д. маркирует неустойчивое многообразие, являющееся транспортным барьером, вдоль которого происходит обмен водой между КЖВ2017 и северным АШ. содействуя слиянию этих вихрей. Практически все долгоживущие КЖВ за время своей жизни один или несколько раз поглощали АЦ, которые регулярно образуются в заливах Камчатки и дрейфуют по одному и тому же пути (см. табл. 1 в статье [13]). Фактически эти вихри являются потенциальными КЖВ, но когда один из них приближается к "вихревой ловушке" (КТЕ на рис. 6б), то он встречается с уже находящимся там вихрем. Таким образом, вихри заливов сливаются с существующими КЖВ, подпитывая их энергией, завихренностью и массой. Другая причина долгожительства КЖВ в одном районе – постепенное смещение траектории их движения со склона к оси желоба. При спуске по склону АЦ адвектирует воду из мелководья на глубину. Как следует из закона сохранения потенциальной завихренности,



50 150 200 300 0 2 4 6 8 10 0 100 250 Average kinetic energy, cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> Average velocity, cm/s Рис. 6. (а) – Геострофическое поле скорости АВИЗО в районе схождения Курило-Камчатского и Алеутского желобов и (б) – вихревая кинетическая энергия, усредненные с 1 января 1993 г. по 31 декабря 2019 г. Прямоугольник и точка внутри него схематически показывают местоположение возвышенности Детройт и одноименного гайота. Контроль-

ные 170, 167 и 161-й меридианы показаны прямыми линиями. КТЕ и AE – районы формирования и стагнации Камчатских и Алеутских вихрей. Показаны изобатами желобов ниже 6 км (серые полосы) и изобаты возвышенностей дна

эта вода приобретает положительную относительную завихренность. Такие циклонические ячейки действительно наблюдаются вокруг КЖВ на лагранжевых картах (см. ориентированные вниз треугольники на рис. 5). Таким образом, квазистационарный КЖВ экранируется по периферии более мелкими циклонами, которые блокируют его движение на северо-восток и на юго-запад, способствуя устойчивости и стагнации КВЖ.

155° E

56° N

54° N

52° N

50° N

48° N

выше 3 км

160° E

10 cm

Все КЖВ со временем теряют устойчивость и либо полностью распадаются, либо расщепляются. Это происходит в основном в холодное время года, с сентября по апрель, когда усиливается Восточно-Камчатское течение (см. табл. 1 в статье [13]). Среднемесячный поверхностный поток через Камчатский пролив был рассчитан в работе [50] за большой промежуток времени (1993–2013 гг.) на основе данных альтиметрии. Наибольшим он оказался с ноября по апрель, когда напряжение ветра западного и южного направлений максимально. Это способствует экмановскому форсингу, повышению уровня моря вдоль северного и западного побережья Берингова моря и интенсификации Восточно-Камчатского течения в это время года. После слияний КЖВ2017 значительно увеличился, достигнув почти 220 км в диаметре, затем деформировался и расщепился надвое. Один вихрь адвектировался на юго-запад вдоль желоба и диссипировал в Курило-Камчатском течении. Другой стагнировал некоторое время в том же районе, дав начало новому квазистационарному КЖВ2018 [13].

### 6. ВИХРИ АЛЕУТСКОГО ЖЕЛОБА

Алеутский желоб простирается от залива Аляска до Камчатки. На рис. 6а выделяются два основных струйных потока: Восточно-Камчатское течение и Аляскинское течение, которое сворачивает в Берингово море через широкий пр. Ближний (см. рис. 1). Синоптические АЦ формируются над Алеутским желобом в области 50°-52° с.ш., 170°-175° в.д. (АЕ на рис. 6б). Вычисляя на каждые сутки эллиптические точки в центрах вихрей, можно отслеживать время рождения каждого вихря и его траекторию. Однако вихревое поле очень сложное в области образования АЖВ, где вихри разного размера и противоположной полярности взаимодействуют, расщепляются и сливаются. В работе [30] в качестве АЖВ рассматривались только те АЦ, которые возникли в указанной области, а их эллиптические точки со временем пересекли 170-й меридиан (рис. 6). В этой работе были обнаружены 17 долгоживущих АЖВ в период 1993-2019 гг. Некоторые из них дрейфовали на северо-запад вдоль Алеутского желоба. Однако большинство АЖВ, оторвавшись от Аляскинского течения, дрейфует на запад и юго-запад к Камчатке под действием планетарного бета-эффекта [30-32]. На диаграмме Хофмюллера на рис. 7 показаны пространственные и временные вариации вихревой кинетической энергии и относительной завихренности  $\omega$ , усредненные в диапазоне широт 47°-54° с.ш. Обе величины, особенно в зоне формирования АЖВ, содержат вклады от различных процессов, включая отдель-

#### ПРАНЦ



**Рис.** 7. Усредненные в полосе широт  $47^{\circ}-54^{\circ}$  с.ш. диаграммы Хофмюллера вихревой кинетической энергии (в логарифмическом масштабе) и относительной завихренности  $\omega$  (красный цвет соответствует АЦ) в 1993–2020 гг. в регионе, показанном на рис. 6.

ные вихри, меандрирование Аляскинского течения, флуктуации, распространяющиеся волны Россби и т.д. К западу от 170-го меридиана основной вклад в изменчивость этих величин на рис. 7 вносят нелинейные АЖВ, которые проявляются в виде наклонных полос с повышенными величинами этих характеристик.

Большинство АВЖ взаимодействует с возвышенностью Детройт (Detroit Rise) с горизонтальным размером 165 × 70 км (см. рис. 6б). Самая высокая гора здесь — гайот Детройт (Detroit guyot) с вершиной на глубине 1.55 км от поверхности моря и с горизонтальными размерами около 20 км. АЖВ, приближаясь к возвышенности, деформируются и изменяют форму от почти круглой до эллиптической, вращаясь при этом как твердые тела по часовой стрелке. Некоторые из них расщепляются надвое [30]. После прохождения возвышенности АЖВ постепенно уменьшаются в размерах и, как правило, расщепляются и распадаются, прежде, чем достигнут Курило-Камчатского желоба.

Чтобы определить происхождение водных масс в ядрах АЖВ, а также задокументировать захват и высвобождение воды с их периферии, в работе [30] вычислялись лагранжевы О-карты обратного времени. На рис. 8 в качестве примера показаны эпизоды из жизни АЖВ, измеренного 13 июня 2012 г. в рейсе авторами [32] и названного ими вихрем С. Инспектируя О-карты назад во времени, авторы [30] проследили историю вихря С со дня его образования в области АЕ на рис. 66. После отделения от течения центр С пересек 170-й меридиан 5 ноября 2012 г. и в конце февраля приблизился к возвышенности Детройт, постепенно деформируясь в эллиптический вихрь (см. рис. 8а) и вращаясь по часовой стрелке. Он расшепился над возвышенностью надвое в середине мая (рис. 8б). Оба вихревых продукта расщепления C<sub>1</sub> и C<sub>2</sub> прошли возвышенность к середине августа 2013 г., дрейфуя на запад (см. рис. 8в и 8г). Последний остаток вихря С пересек 161-й меридиан в конце мая 2015 г., и, следовательно, он перенес теплую воду Аляскинского течения к бере-



**Рис. 8.** Лагранжевы карты происхождения вод иллюстрируют процесс взаимодействия Алеутского вихря С с подводной возвышенностью Детройт (красный прямоугольник) в 2013–2014 гг. Вихрь С (а) – приближается к возвышенности (центр 17 апреля 2013 г. в точке 50.6° с.ш., 168° в.д.), (б) – деформируется, вращается как твердое тело и расщепляется (центр 17 мая 2013 г. в точке 50° с.ш., 168° в.д.). Продукты расщепления этого вихря  $C_1$  и  $C_2$  (в) – пересекают возвышенность и (г) – дрейфуют на запад и юго-запад.

гам Камчатки на расстояние порядка 1000 км в течение почти 4 лет.

Теплая и соленая вода субтропического происхождения из фронтальной зоны Куросио–Ойясио переносится северным тихоокеанским круговоротом в залив Аляски [54], а затем Аляскинским течением на запад к берегам Камчатки. Во время этого путешествия изопикнические потенциальная температура и соленость хорошо сохраняются. CTD измерения в рейсах в летние месяцы [31, 32] выявили типичную субарктическую вертикальную структуру АЖВ с характерной теплой и соленой мезотермальной водой в промежуточном слое 200-600 м, выше которого в слое 50-200 м располагалась дихотермальная вода. Сезонная модификация термохалинной структуры АЖВ изучалась в работе [30] на основе профилей буев Арго. В теплое время года тонкий верхний перемешанный слой распространяется до 10-20 м. Ниже этого слоя на глубине 50-200 м залегает дихотермальная вода. Мезотермальная вода наблюдается под холодной дихотермальной водой в слое 200-600 м.

В холодное время года верхний перемешанный слой распространяется до 100–120 м с диапазоном солености 32.8–33.2 psu. Сезонный термоклин и галоклин простираются до 150–180 м. Во всех исследованных АЖВ слой теплой (3.7–4.2°С) мезотермальной воды с соленостью от 33.5 до 34.0 psu наблюдался ниже 200 м и простирался до 600 м.

АЖВ в области формирования могут достигать 300 км в поперечнике [30–32]. Авторы [30] отмечают, что все АЖВ после отделения от Аляскинского течения имели размер, превышающий 100 км. По мере движения этот размер уменьшается примерно до 30–50 км для АЖВ на стадии распада. Средняя трансляционная скорость этих вихрей равна U = 1-2 км/ст, а орбитальная скорость у поверхности по данным дрифтеров оценивается в диапазоне V = 0.2-0.6 м/с [31]. Число Россби имеет порядок 0.05–0.1 в соответствии с геострофическим приближением. Аномалии уровня моря вблизи центров находятся в диапазоне V/U пре-

вышает 10, что означает, что АЖВ являются выраженными когерентными структурами, несущими массу и энергию. Это подтверждается также большими значениями порядка 2.5-10 для отношения адвекции относительной завихренности к адвекции планетарной завихренности. Первый бароклинный радиус деформации Россби оценивается в 20 км. Аппроксимируя форму вихря параболоидом с радиусом на поверхности R = 100 км и глубиной проникновения H = 2 км, получаем оценку его объема  $R^2 H/4 = 3 \times 10^4$  км<sup>3</sup>. Мгновенный перенос таким вихрем составляет 3 Св. До своего распада АЖВ несут теплую и соленую мезотермальную воду в промежуточном слое. Они являются значительным источником этой воды для Курило-Камчатского течения, которое дает начало Ойясио у пр. Буссоль (см. рис. 1), которое, в свою очередь, переносит эту воду далее на юг к Японским островам.

#### 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Синоптические долгоживушие антициклонические вихри глубоководных желобов являются важной составляющей циркуляции вод в западном субарктическом круговороте в Тихом океане, оказывая существенное влияние на перенос различных водных масс погоду, климат, биопродуктивность и рыбный промысел в территориальных водах России. Они регулярно возникают в определенных местах и могут стагнировать над желобом в течение длительного времени, прежде чем отправятся в долгий путь, используя желоб в качестве вихревода и осуществляя перенос термохалинных и других свойств и биоты на большие расстояния. Направление их движения к полюсам вдоль желобов, зачастую против среднего потока, не похоже ни на распространение волн Россби, ни на дрейф вихрей открытого океана под действием бэта-эффекта, ни на поведение других вихрей западных пограничных течений Мирового океана. Обсуждены различные возможные топографические причины такого дрейфа. Расчет лагранжевых карт различных индикаторов движения в альтиметрическом поле скорости позволил провести перепись всех вихрей Японского, Курило-Камчатского и Алеутского желобов, начиная с 1 января 1993 г. На основе данных судовых съемок и буев Арго показано, что термохалинная структура, глубина проникновения и гидрологические характеристики ядер вихрей различаются в зависимости от места их формирования и условий жизни.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-15-50058 (конкурс "Экспансия"). Расчет лагранжевых карт Курильских вихрей выполнен на вычислительном кластере, созданном при поддержке ТОИ ДВО РАН (проект №121021700341-2). Автор признателен В.Б. Лобанову за ценные замечания и советы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Kitano K*. Some properties of the warm eddies generated in the confluence zone of the Kuroshio and Oyashio currents // J. Phys. Oceanorg. 1975. V. 5. P. 245–352.
- Булатов Н.В., Лобанов В.Б. Исследование мезомасштабных вихрей восточнее Курильских островов по данным метеорологических спутников Земли // Исслед. Земли из космоса. 1983. № 3. С. 40–47.
- 3. Богданов К.Т., Ильичев В.И., Меджитов Р.Д., Лобанов В.Б. Исследование антициклонического вихря в северо-западной части Тихого океана // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281. № 5. С. 1210–1213.
- Rogachev K.A., Tishchenko P.Ya., Pavlova G.Yu., Bychkov A.S., Carmack E.C., Wong C.S., Yurasov G.I. The influence of fresh-core rings on chemical concentrations (CO<sub>2</sub>, PO<sub>4</sub>, O<sub>2</sub>, alkalinity, and pH) in the western subarctic Pacific Ocean // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. № C1. P. 999–1010.
- Rogachev K.A. Rapid thermohaline transition in the Pacific western subarctic and Oyashio fresh core eddies // J. Geophys. Res.: Oceans. 2000. V. 105. P. 8513–8526.
- Yasuda I., Ito S.-I., Shimizu Y., Ichikawa K., Ueda K.-I., Honma T., Uchiyama M., Watanabe K., Sunou N., Tanaka K., Koizumi K. Cold-Core Anticyclonic Eddies South of the Bussol' Strait in the Northwestern Subarctic Pacific // J. Phys. Oceanorg. 2000. V. 30. P. 1137– 1157.
- Itoh S., Sugimoto T. Numerical experiments on the movement of a warm-core ring with the bottom slope of a western boundary // J. Geophys. Res.: Oceans. 2001. V. 106. P. 26851–26862.
- Isoguchi O., Kawamura H. Eddies advected by time-dependent Sverdrup circulation in the western boundary of the subarctic North Pacific // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. № 15. P. 1794–1797.
- Itoh S., Yasuda I. Characteristics of mesoscale eddies in the Kuroshio-Oyashio Extension region detected from the distribution of the sea surface height anomaly // J. Phys. Ocean. 2010. V. 40. P. 1018–1034.
- Itoh S., Yasuda I. Water mass structure of warm and cold anticyclonic eddies in the western boundary region of the Subarctic North Pacific// J. Phys. Ocean. 2010. V. 40. P. 2624–2642.
- Будянский М.В., Улейский М.Ю., Андреев А.Г., Пранц С.В. Лагранжев анализ Курильских вихрей // Вестник ДВО. 2017. № 4. С. 81–88.
- Prants S.V., Budyansky M.V., Uleysky M.Y. Lagrangian simulation and tracking of the mesoscale eddies contaminated by Fukushima-derived radionuclides // Ocean Sci. 2017. V. 13. P. 453–463.
- Prants S.V., Budyansky M.V., Lobanov V.B., Sergeev A.F., Uleysky M.Y. Observation and Lagrangian analysis of quasi-stationary Kamchatka trench eddies // J. Geophys. Res.: Oceans. 2020. V. 125. Is. 6. e2020JC016187.

- Saitoh S., Kosaka S., Iisaka J. Satellite infrared observations of Kuroshio warm-core rings and their application to study of Pacific saury migration // Deep-Sea Res., Part A. 1986. V. 33. P. 1601–1615.
- 15. Sugimoto T., Tameishi H. Warm-core rings, streamers and their role on the fishing ground formation around Japan // Deep-Sea Res. 1992. V. 39. № 1. P. 183–201.
- 16. Самко Е.В., Булатов Н.В., Капшитер А.В. Характеристики антициклонических вихрей различного происхождения и их влияние на промысел сайры и кальмара Бартрама юго-восточнее о. Хоккайдо // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2007. Т. 1. С. 357–369.
- Пранц С.В., Улейский М.Ю., Будянский М.В. Лагранжевы когерентные структуры в океане благоприятные для рыбного промысла // Докл. АН. 2012. Т. 447. № 1. С. 93–97.
- Prants S.V., Budyansky M.V., Uleysky M.Y. Identifying Lagrangian fronts with favourable fishery conditions // Deep Sea Res., Part I. 2014. V. 90. P. 27–35.
- Prants S.V., Budyansky M.V., Uleysky M.Y. Lagrangian study of surface transport in the Kuroshio Extension area based on simulation of propagation of Fukushimaderived radionuclides // Nonlin. Proc. Geophys. 2014. V. 21. P. 279–289.
- Prants S.V., Budyansky M.V., Uleysky M.Y. How eddies gain, retain, and release water: A case study of a Hokkaido anticyclone // J. Geophys. Res.: Oceans. 2018. V. 123. P. 2081–2096.
- Kaneko H., Itoh S., Kouketsu S., Okunishi T., Hosoda S., Suga T. Evolution and modulation of a poleward propagating anticyclonic eddy along the Japan and Kuril-Kamchatka trenches // J. Geophys. Res.: Oceans. 2015. V. 120. P. 4418–4440.
- Лобанов В.Б., Рогачев К.А., Булатов Н.В. и др. Долгопериодная эволюция теплого вихря Куросио // Докл. АН. СССР. 1991. Т. 317. № 4. С. 984–988.
- 23. *Рабинович А. Б.* Топографические вихри в районе Курило-Камчатского желоба // Докл. АН. СССР. 1984. Т. 277. № 4. С. 976–979.
- Rogachev K., E. Carmack. Evidence for the trapping and amplification of near-inertial motions in a large anticyclonic ring in the Oyashio // J. Oceanogr. 2002. V. 58. P. 673–682.
- Kusakabe M., Andreev A., Lobanov V., Zhabin I., Kumamoto Y., Murata A. Effects of the Anticyclonic Eddies on Water Masses, Chemical Parameters and Chlorophyll Distributions in the Oyashio Current Region // J. Oceanogr. 2002. V. 58. P. 691–701.
- Rabinovich A.B., Thomson R.E., Bograd S.J. Drifter observations of anticyclonic eddies near Bussol' Strait, the Kuril Islands // J. Oceanogr. 2002. V. 58. P. 661–671.
- Prants S.V., Lobanov V.B., Budyansky M.V., Uleysky M.Yu. Lagrangian analysis of formation, structure, evolution and splitting of anticyclonic Kuril eddies // Deep Sea Res., Part I. 2016. V. 109. P. 61–75.
- Solomon H., Ahlnas K. Eddies in the Kamchatka Current // Deep-Sea Res. 1978. V. 25. P. 403–410.

- Храпченков Ф.Ф. Исследование вихрей у побережья Камчатки летом 1985 г. // Океанология. 1987. Т. 27. № 3. С. 391–396.
- Prants S.V., Budyansky M.V., Uleysky M.Y. Odyssey of Aleutian eddies // J. Geophys. Res.: Oceans. 2021 (in press).
- Rogachev K.A., Shlyk N.V., Carmack E.C. The shedding of mesoscale anticyclonic eddies from the Alaskan Stream and westward transport of warm water // Deep Sea Res., Part II. 2007. V. 54. P. 2643–2656.
- Saito R., Yasuda I., Komatsu K., Ishiyama H. et al. Subsurface hydrographic structures and the temporal variations of Aleutian eddies // Ocean Dynamics. 2016. V. 66. Is. 5. P. 605–621.
- 33. *Prants S.V., Uleysky M.Y., Budyansky M.V.* Lagrangian Oceanography: Large-scale Transport and Mixing in the Ocean. Physics of Earth and Space Environments. NY: Springer, 2017. 273 p.
- Prants S.V. Dynamical systems theory methods for studying mixing and transport in the ocean // Phys. Scr. 2013. V. 87. art.no. 038115.
- 35. *Prants S.V.* Chaotic Lagrangian transport and mixing in the ocean // The European Phys. J. Special Topics. 2014. V. 223. № 13. P. 2723–2743.
- Prants S.V. Backward-in-time methods to simulate chaotic transport and mixing in the ocean // Phys. Scr. 2015. V. 90. art.no. 074054.
- Пранц С.В., Пономарев В.И., Будянский М.В., Улейский М.Ю., Файман П.А. // Лагранжев анализ перемешивания и переноса вод в морских заливах. Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 1. С. 91–106.
- Prants S.V., Budyansky M.V., Ponomarev V.I., Uleysky M.Y. Lagrangian study of transport and mixing in a mesoscale eddy street // Ocean Modelling. 2011. V. 38. № 1–2. P. 114–125.
- Истоки Ойясио / Под ред Фукса В.Р. и Мичурина В.Н. С-П: СПбГУ, 1997. 248 с.
- Yasuda I. Hydrographic structure and variability in the Kuroshio-Oyashio transition areas // J. Oceanogr. 2003. V. 59. P. 389–402.
- Polvani L.M. Two-layer geostrophic vortex dynamics.
   Alignment and two-layer V-states // J. Fluid Mech. 1991. V. 225. P. 241–270.
- 42. Ефимов В.В., Рабинович А.Б. О резонансных приливных течениях и их связи с континентальными шельфовыми волнами в северо-западной части Тихого океана // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1980. Т. 16. № 10. С. 1091–1101.
- 43. Ефимов В.В., Файн И.В. Шельфовые волны в присутствии течений и устойчивость пограничных течений // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. Т. 19. № 12. С. 1288–1301.
- 44. Ефимов В.В., Куликов Е.А., Рабинович А.Б., Файн И.В. Волны в пограничных областях океана. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1985. 280 с.

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 4 2021

- Owens B., Warren B. Deep circulation in the northwest corner of the Pacific Ocean // Deep Sea Res., Part I. 2001. V. 48. P. 959–993.
- Козлов В.Ф., Гурулев А.Ю. О перемещении вихрей вдоль глубоководного желоба // Метеорология и гидрология. 1994. № 6. С. 70–78.
- 47. *Козлов В.Ф.* Фоновые течения в геофизической гидродинамике // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1995. Т. 31. № 2. С. 245–250.
- Козлов В.Ф., Кошель К.В. Баротропная модель хаотической адвекции в фоновых течениях // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана 1999. Т. 35. № 1. С. 137–144.
- Fayman P.A., Prants S.V., Budyansky M.V., Uleysky M.Yu. New circulation features in the Okhotsk Sea from a numerical model // Izv., Atmos. Oceanic Phys. 2020. V. 56. Is. 6. P. 618–631.
- 50. Prants S.V., Andreev A.G., Uleysky M.Y., Budyansky M.V. Lagrangian study of temporal changes of a surface flow

through the Kamchatka Strait // Ocean Dynamics. 2014. V. 64. Is. 6. P. 771–780.

- 51. *Пранц С.В., Будянский М.В., Улейский М.Ю*. Лагранжевы фронты в океане // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 3. С. 323–330.
- 52. Будянский М.В., Пранц С.В., Самко Е.В., Улейский М.Ю. Выявление и лагранжев анализ океанографических структур перспективных для промысла кальмара Бартрама (Ommastrephes bartramii) в районе Южных Курил // Океанология. 2017. Т. 57. № 5. С. 720–730.
- 53. Prants S.V., Kulik V.V., Budyansky M.V., Uleysky M.Yu. Relationship between Saury Fishing Grounds and Large-Scale Coherent Structures in the Ocean, According to Satellite Data // Izv., Atmos. Oceanic Phys. 2020. V. 56. № 12. P. 1638–1644.
- Ueno H., Yasuda I. Distribution and formation of the mesothermal structure (temperature inversions) in the North Pacific subarctic region // J. Geophys. Res.: Oceans. 2000. V. 105. Is. C7. P. 16885–16897.

## Trench Eddies in the Northwest Pacific: an Overview

## S. V. Prants\*

Pacific Oceanological Institute of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences, Baltiyskaya str., 43, Vladivostok, 690041 Russia \*e-mail: prants@poi.dvo.ru

The review is devoted to mesoscale anticyclonic eddies of the Japan, Kuril-Kamchatka and Aleutian deepwater trenches in the northwestern part of the Pacific Ocean. These eddies play an important role in water circulation in the western subarctic cycle, having a significant impact on the weather, climate and bioproductivity in the region. The review includes a discussion of formation, stagnation, motion, deformation and decay of trench eddies. Using the Lagrangian methodology, a complete census of these eddies in the altimetric era was carried out, starting from January 1, 1993. Their evolution and origin are studied using Lagrangian maps of various indicators of water motion, which allow identifying eddies, tracking their trajectories and important events in life: birth, capture, and release of water, merging with other vortices and splitting, erosion and decay. Vertical structure and hydrological characteristics derived from ship surveys and profiles of Argo drifting buoys are discussed and analyzed.

Keywords: Japan, Kuril, Kamchatka and Aleutian anticyclonic eddies, deep-water trench, thermohaline structure

УДК 551.557.5:551.507.362

# СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВРЕМЕННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСОТНЫХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ НА ОСНОВЕ СПУТНИКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

© 2021 г. А. Ф. Нерушев<sup>а,</sup> \*, К. Н. Вишератин<sup>а</sup>, Р. В. Ивангородский<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение "Научно-производственное объединение Тайфун", ул. Победы, 4, Обнинск, 249038 Россия

> \**E-mail: nerushev@rpatyphoon.ru* Поступила в редакцию 28.01.2021 г. После доработки 18.03.2021 г. Принята к публикации 14.04.2021 г.

Представлена статистическая модель временной изменчивости характеристик высотных струйных течений Северного полушария за период 2007-2019 гг. В основу модели положены результаты обработки данных измерений радиометра SEVIRI. В качестве предикторов для построения модели множественной линейной регрессии использовались площадь арктического морского льда, значения температуры тропосферы на разных уровнях и их разности между низкими и высокими широтами, различные индексы крупномасштабных процессов, характеризующие климатическую изменчивость. Детальный спектральный анализ стандартизованных рядов характеристик струйных течений и предикторов выявил присутствие периодических колебаний в широком спектральном диапазоне – от короткопериодных до длиннопериодных (30–50 мес.). Построена модель, описывающая весь спектр временных вариаций характеристик струйных течений, а также модель вариаций только длиннопериодной части. Показано, что наибольший вклад в вариации характеристик струйных течений вносят плошаль морского льда и группа предикторов, связанных с вариациями температуры тропосферы. Максимальный вклад индексов крупномасштабных атмосферных процессов в качество модели не превышает 10%. В целом модель множественной линейной регрессии позволяет описать до 50-70 процентов изменчивости средней площади, максимальной скорости и широтного положения центра струйного течения.

**Ключевые слова:** высотные струйные течения, регрессионный и спектральный анализ, спутниковые измерения, площадь арктического морского льда, температура тропосферы, индексы крупномасштабных процессов

DOI: 10.31857/S0002351521040088

#### введение

Интерес к высотным струйным течениям в атмосфере, проявляемый в последние годы в научной литературе, обусловлен прежде всего той ролью, которую они играют в динамике верхней тропосферы и нижней стратосферы и обсуждаемой связи с аномальными погодными явлениями, частота и интенсивность проявления которых существенно возрастают в условиях глобального потепления климата (см., например, [1, 2]). Работы, выполненные в этом направлении можно условно разделить на теоретическое моделирование реакции струи на внешние воздействия той или иной природы, обусловленные климатическими изменениями, и использование баз данных реанализа или каких-либо других для исследования динамики струйных течений. Краткий обзор этих работ приведен в [3, 4]. Главные выводы, следующие из них, можно сформулировать следующим образом: а) реакция струйного течения на антропогенное изменение климата является многогранной, с участием сложных взаимодействий между различными системами; б) скорость и широтное положение струи проявляют различную чувствительность к термическому форсингу, широтное положение струи наиболее чувствительно в умеренных и полярных широтах. а скорости струи – в субтропиках и тропиках; в) выявлен сдвиг среднего положения струи в Северном и Южном полушариях к полюсу и ослабление ее скорости; г) выявлен ряд потенциальных предикторов изменчивости высотного струйного течения в летний период.

Следует отметить работу [5], посвященную исследованию изменчивости струйного течения Северной Атлантики на основе использования данных реанализа, выявлению потенциальных предикторов и построению регрессионных моделей. Авторы получили оценку влияния внешних факторов на изменчивость струйного течения и установили, что простая модель линейной регрессии способна объяснить до 35% летней изменчивости скорости и широты струйного течения с 1955 г. В то же время подчеркнуто, что естественная изменчивость струйного течения может быть высокой и способна оказывать маскирующий эффект на влияние внешних факторов.

В наших работах [3, 6] на основе обработки результатов измерений европейских геостационарных метеорологических спутников, применения спектрального и вейвлетного анализов выявлены общие закономерности и существенные различия межгодовой изменчивости основных характеристик струйных течений в Северном и Южном полушариях; проведено детальное исследование периодических колебаний характеристик струйных течений, выявлены значимые колебания с периодами в несколько десятков суток и месяцев, а также исследована связь характеристик струйных течений с температурой тропосферы, площадью морского льда и крупномасштабными атмосферными явлениями. Показан сложный, изменяющийся со временем характер их связей с Северо-Атлантическим колебанием (NAO) и квазидвухлетней цикличностью зонально усредненного над экватором ветра (QBO).

В плане воздействия внешних факторов на струйные течения особая роль принадлежит площади арктического морского льда [2, 7], существенные уменьшения которой наблюдаются в последние годы. Сложные цепочки связей могут приводить к установлению на обширных территориях довольно длительных погодных аномалий, сохраняющихся неделями [8]. В работе [9] рассмотрена связь аномалий среднемесячной приземной температуры воздуха в 2017-2019 гг. на метеорологических станциях Европы и Европейской территории России (ЕТР) с характеристиками высотных струйных течений, определяемыми по данным спутниковых измерений. Показано, что наибольшая связь аномалий среднемесячной приземной температуры отмечается с аномалиями широты центра струйного течения. При смещении центра струйного течения на север относительно среднего многолетнего положения на значительной территории Европы и в северных районах ЕТР среднемесячная температура с большой степенью вероятности опускается ниже климатической нормы и наоборот.

Настоящая статья, являющаяся продолжением упомянутых выше работ, посвящена разработке модели множественной линейной регрессии временной изменчивости характеристик высотных струйных течений Северного полушария на основе измерений европейских геостационарных метеорологических спутников второго поколения за период 2007—2019 гг.

#### ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МЕТОДЫ

Для расчетов и последующего анализа используются данные зондирования атмосферы радиометром SEVIRI (Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager) европейских геостационарных метеорологических спутников второго поколения Meteosat 8-Meteosat 10 с временным интервалом 15 мин за период 2007-2019 гг. Эти данные по каналам связи поступают из НИЦ "Планета" в НПО "Тайфун" и заносятся в базу данных. Нижняя граница временного периода обусловлена имеющимся в НИЦ "Планета" архивом пригодных для обработки данных зондирования атмосферы радиометром SEVIRI. Радиометр обозревает область земного шара  $\pm 70$  град по широте и долготе от подспутниковой точки (0 град) и имеет максимум весовой функции для канала 6.2 мкм, информация с которого используется в расчетах, на уровне приблизительно 350 гПа для атмосферных условий, соответствующих умеренным широтам (http://www.eumetsat.int/). Таким образом, в зону обзора радиометра могут попадать струйные течения как умеренных широт, так и субтропические.

Положение струйных течений и их характеристики определяются на основе вычисления поля ветра в верхней тропосфере по перемещениям атмосферных трассеров - неоднородностей концентрации водяного пара. Поле горизонтальной скорости ветра (V) в верхней тропосфере рассчитывается по данным канала водяного пара радиометра SEVIRI с центром на 6.2 мкм в узлах сетки с шагом 10 пикселов по трем последовательным снимкам, разделенным временным интервалом 15 мин. Как указано выше, для условий умеренных широт этот канал имеет максимум весовой функции на уровне около 350 гПа (приблизительно 8 км), а полуширина весовой функции составляет приблизительно 300 гПа (http://www.eumetsat.int/). Поэтому можно считать, что эффективный излучающий слой атмосферы для этого канала находится между уровнями 200-500 гПа. Абсолютная погрешность вычисления модуля горизонтальной скорости ветра разработанным методом не превышает 8 м/с, а азимута скорости – 15-20 град [10]. Результаты расчетов приписываются уровню максимума весовой функции радиометра. Далее с помощью процедур, детально описанных в работах [6, 11, 12], вычисляются основные характеристики струйных течений, к которым относятся: средняя площадь областей струйного течения (*S*), максимальная скорость ветра ( $V_m$ ) на оси, широта ( $\phi$ ) и долгота ( $\lambda$ ) центра области струйного течения, максимальный градиент (сдвиг) горизонтальной скорости ветра на циклонической ( $G_c$ ) и антициклонической ( $G_a$ ) сторонах, а также эффективное время "жизни" струйного течения ( $\tau$ ).

Под эффективным временем "жизни" ( $\tau$ ) понимается промежуток времени, в течение которого сохраняются в определенных пределах некоторые интегральные характеристики струйного течения [11], а именно, максимальные значения относительного изменения *S* не превышают 40%, а абсолютные изменения  $\phi$  и  $\lambda$  не превышают 10 град. При одновременном превышении указанных значений считается, что струйное течение прекращает свое существование и определяется эффективное время его "жизни". Определенные таким методом области струйного течения представляют собой, по существу, сечения струйного течения горизонтальной плоскостью на уровне приблизительно 350 гПа.

В качестве предикторов для построения статистической модели временной изменчивости характеристик высотных струйных течений использовались:

– среднемесячные квазизональные (усредненные по долготной области 70° з.д.–70° в.д.) значения температуры тропосферы ( $T_{tr}$ ) на разных уровнях по данным реанализа NCEP/NCAR [13] и их разности на уровнях 200 и 500 гПа ( $\Delta$ T200 и  $\Delta$ T500) между низкими (0°) и высокими (80°) широтами;

— среднемесячная площадь арктического морского льда ( $S_{ice}$ ) по данным NOAA (ftp://sidads. colorado.edu/DATASETS/NOAA/);

– различные индексы крупномасштабной атмосферной циркуляции, рассчитанные в Центре прогнозов климата Национального управления по исследованию океана и атмосферы США (https://www.cpc.ncep.noaa.gov/data/): NAO (Северо-Атлантическое колебание – вариации поля геопотенциала изобарической поверхности 500 гПа для внетропической зоны Северного полушария), АО (арктическое колебание – аномалии поверхности 1000 гПа для Северного полушария севернее 20°), EAWR (East Atlantic/Western Russia, Восточно-Атлантический–Западно-Российский циркуляционный индекс–вариации поля геопотенциала 500 гПа севернее 20° для региона Атлантика–Западная Сибирь), QBO30 и QBO50 (квазидвухлетние вариации экваториального ветра на уровнях 30 и 50 гПа), SOI (индекс Южного колебания — разность аномалий давления над Таити и над Дарвином).

403

Временные ряды перечисленных выше возможных предикторов (**P**) имеют различную продолжительность. Кроме того, существенным образом может отличаться их представление в базах данных — это могут быть оригинальные значения в соответствующих единицах измерений, отклонения (аномалии) от среднего за весь период измерений (или от климатического среднего), а также стандартизованные величины (аномалии, нормированные на стандартное отклонение ряда).

Амплитуда колебаний значений, характеризующих изменчивость предикторов, в рядах, представляющих отклонения от среднего, т.е. аномалии, обычно невелика, в то время как амплитуда рядов, содержащих оригинальные исходные данные, может отличаться в разы и на порядки. Существенно отличаются и значения амплитуд колебаний характеристик струйных течений (X).

Для того, чтобы при проведении регрессионного анализа иметь примерно однородные ряды предикторов (по величине дисперсии ряда), нами была проведена предварительная унификация временных рядов предикторов и характеристик струйных течений Р и Х. С этой целью была проведена стандартизация рядов:  $\mathbf{X}_0 = (\mathbf{X} - \mathbf{M}) / \mathbf{STD}$ , т.е. из рядов вычиталось среднее М за период 2007-2019 гг., и ряды нормировались на стандартное отклонение STD. Таким же образом формировались стандартизованные ряды Р<sub>0</sub>. Дополнительно к процедуре стандартизации из анализируемых среднемесячные величин был исключен линейный тренд  $\mathbf{Y} = \mathbf{b}_0 + \mathbf{b}_1 \mathbf{N}$ , где начальное время N = 1 соответствует январю 2007 г.,  $b_0, b_1 - пара$ метры тренда. Параметры M, STD,  $\mathbf{b}_0$ ,  $\mathbf{b}_1$  исходных рядов характеристик струйных течений Х приведены в табл. 1, а рядов предикторов **Р** – в табл. 2. Размерность параметра  $\mathbf{b}_1$  в табл. 1 и 2 выражается в соответствующей размерности характеристике струйного течения или предиктора, деленной на год. Рассматриваемые нами характеристики струйных течений имеют продолжительность немногим более 10 лет, и по мере накопления новых данных, тренды, также как и другие параметры этих рядов, будут меняться. Представленные параметры приведены с целью дать представление о вариациях и трендах исходных рядов за рассматриваемый период, а также для обратной реконструкции построенных на стандартизованных рядах модельных статистических расчетов.



Рис. 1. Временные вариации исходных стандартизованных рядов характеристик струйных течений Хо.

Таблица 1. Параметры рядов струйных течений X для периода 2007–2019 гг. Жирным шрифтом выделены параметры тренда, значимые на уровне доверительной вероятности 95%

Ряд	Параметры рядов			
	М	STD	b0	b1
S	1.3	0.57	1.0	0.0030
$V_m$	68	4.9	65	0.028
φ	36	4.8	36	0.0073
λ	1.8	6.7	2.6	-0.011
τ	29	4.2	25	0.049
$G_c$	0.23	0.032	0.24	-0.00013
G <sub>a</sub>	0.14	0.017	0.15	-0.00020

Таким образом, были составлены не имеющие тренда временные ряды характеристик струйных течений и предикторов со средним, равным нулю и примерно с одинаковой дисперсией. Стандартизованные ряды характеристик струйных течений **Хо** и предикторов **Ро** представлены на рис. 1 и 2.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Вариации характеристик струйных течений и предикторов содержат колебания, спектральная структура которых может значительно отличаться. Для оценки спектральной структуры параметров струйных течений и предикторов был проведен спектральный анализ стандартизованных рядов с помощью модифицированного Фурье преобразования Ломба—Скаржла [14]. Из спектров, представленных на рис. 3, следует, что в рядах струйных течений и предикторов наряду с сезонными вариациями проявляются значительные длиннопериодные колебания с периодами более 20 мес. Один из



Рис. 2. Временные вариации стандартизованных рядов предикторов Ро.

распространенных подходов к построению статистической модели заключается в представлении временного ряда в виде суммы тренда и выделенных на основе спектрального анализа основных гармонических составляющих. Такие модели могут успешно аппроксимировать временные вариации изучаемого процесса при условии сохранения с течением времени величины тренда и стабильности амплитуды и фазы включенных в модель гармоник [15]. Однако проведенный ранее в работах [3, 6] анализ вейвлетограмм параметров струйных течений и ряда предикторов показал, что структура длиннопериодных колебаний с периодом более одного года с течением времени может изменяться, что затрудняет выбор гармонических составляющих.

Построение модели для исходных рядов **Po** и **Xo**, содержащих полный набор присутствующих в анализируемых рядах колебаний и в том числе наиболее мощную годовую гармонику, с большой

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 4 2021

**Таблица 2.** Параметры рядов предикторов **Р** для периода 2007—2019 гг.  $T_{tr}$  — температура тропосферы на уровне 200 гПа. Жирным шрифтом выделены параметры тренда, значимые на уровне доверительной вероятности 95%

Ряд	Параметры рядов			
	М	STD	b0	b1
S <sub>ice</sub>	11	3.5	11	-0.0076
T <sub>tr</sub>	-56	2.4	-56	-0.0010
ΔΤ200	0.25	6.3	0.34	-0.0012
ΔΤ500	25	6.0	26	-0.0058
NAO	-0.069	1.2	-0.48	0.0052
AO	0.014	1.1	-0.096	0.0014
QBO50	0.34	8.3	0.32	0.00021
QBO30	-3.3	15	-6.6	0.041
SOI	0.45	1.6	1.4	-0.012
EAWR	-0.34	1.1	-0.31	-0.00050



**Рис. 3.** Амплитудные спектры характеристик струйных течений (а) и предикторов (б) для периодов от 5 до 65 мес. По оси ординат — амплитуда колебаний.

Дал	Коэффициенты регрессии <i>a<sub>n</sub></i>			
ГЯД	$S(S_L)$	φ (φ <sub>L</sub> )	$V_m(V_{mL})$	
S <sub>ice</sub>	0.095 (1.13)	-0.43 (-1.88)	- <b>0.36</b> (0.07)	
T <sub>tr</sub>	0.176 (-0.79)	<b>0.20</b> (-0.43)	-0.34 (-1.52)	
$\Delta T200$	0.36 (-0.86)	-0.29(-0.48)	<b>0.15</b> ( <b>-1.70</b> )	
ΔΤ500	0.46 (-2.92)	0.01 (1.96)	0.39 (-4.1)	
NAO	0.003 ( <b>0.39</b> )	-0.08 ( <b>-0.23</b> )	0.004 (-0.16)	
AO	0.01 <b>(-0.26</b> )	-0.08 ( <b>0.31</b> )	0.007 ( <b>0.35</b> )	
QBO50	-0.07 (-0.1)	0.01 (-0.07)	0.002 (-0.17)	
QBO30	<b>-0.115</b> (-0.08)	0.01 (-0.03)	- <b>0.11</b> (0.03)	
SOI	0.04 (0.03)	-0.01 (-0.02)	-0.04 (0.15)	
EAWR	-0.003 ( <b>-0.33</b> )	-0.02 ( <b>-0.23</b> )	0.01 ( <b>-0.39</b> )	
Коэффициент детерминации				
R2	0.50 (0.65)	0.62 (0.67)	0.10 (0.71)	

**Таблица 3.** Коэффициенты регрессии и детерминации для исходных и композитных (в скобках) рядов *S*, φ, *V<sub>m</sub>*. Жирным шрифтом выделены коэффициенты регрессии предикторов, вошедших в модели с уровнем доверительной вероятности 95% и выше)

вероятностью приведет к выделению предикторов, имеющих заметные годовые колебания. Часто применяемый метод исключения годового колебания и его гармоник после предварительных расчетов нами был отклонен, так как оставшиеся после десезонализации колебания с периодами менее 12 мес. и в области 13–20 мес., имеющие в ряде случаев заметную амплитуду, сложно отождествить с какими-либо геофизическими процессами. Поэтому в настоящей работе был использован метод [16], суть которого заключается в раздельном анализе методами обратной пошаговой регрессии рядов **Ро** и **Хо** и рядов **Р**<sub>L</sub> и **Х**<sub>L</sub>, в которых содержатся только длиннопериодные колебания с периодом 2 года и более.

Для формирования временных рядов  $P_L$  и  $X_L$ , содержащих только длиннопериодные колебания (далее композитные ряды), был использован метод спектральной фильтрации [16]. Предварительно для каждого ряда вычислялось Фурье-преобразование с шагом по частоте 0.0001 мес.<sup>-1</sup>. Для периодов от 20 мес. и более рассчитывалось обратное Фурье-преобразование и составлялись композитные ряды P<sub>L</sub> и X<sub>L</sub>, содержащие сумму только длиннопериодных гармоник. Использованный метод спектральной фильтрации основан на классическом Фурье-преобразовании и позволяет в отличие от других известных методов минимизировать возникающие при фильтрации фазовые искажения. Для приведенных в работе рядов, содержащих значительную годовую гармонику, подавление таких гармоник составляет 30-40 дб. Использованная частота среза 1/20 мес.-1 позволяет подавить

присутствующее в ряде предикторов ближайшее к частоте среза колебание с периодом около 18 мес. на 20 дб. Вместе с тем отметим, что этот метод имеет недостаточную точность на концах ряда, что связано с присущим Фурье-преобразованию ограничением, связанным с конечной длительностью рядов.

Для построения статистической модели, описывающей временные вариации характеристик струйных течений, использовался метод обратной пошаговой множественной регрессии. Для оценки мультиколлинеарности анализируемых рядов дополнительно проводились расчеты методами гребневой регрессии (ridge regression) и частичной регрессии наименьших квадратов (partial least-squares regression). Временной ряд предиктанта (характеристики струйного течения **Хо** или **Х**<sub>L</sub>) моделировался суммой вкладов различных предикторов (регрессоров) и шумовой составляющей:

$$\mathbf{Y}(t) = a_{1}\mathbf{P}_{1}(t) + a_{2}\mathbf{P}_{2}(t) + \dots + a_{n}\mathbf{P}_{n}(t) + N(t), \quad (1)$$

где  $\mathbf{Y}(t)$  — среднемесячные значения характеристики струйного течения, t — время (порядковый номер месяца),  $\mathbf{P}_{\mathbf{n}}(t)$  — временной ряд предиктора n,  $a_n$  — коэффициенты регрессии, или коэффициенты влияния этих предикторов, N(t) — остатки. На первом этапе исследований нами были проведены расчеты индивидуального вклада каждого из регрессоров в отдельности, а также оценка возможной коллинеарности. Как для исходных рядов **Ро** и **Хо**, так и для композитных  $\mathbf{P}_{\mathbf{L}}$  и  $\mathbf{X}_{\mathbf{L}}$ вариация коэффициентов регуляризации (параметров гребня в методе гребневой регрессии) не влияет на значения коэффициентов регрессии  $a_n$ .

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 4 2021



**Рис. 4.** Сопоставление экспериментальных исходных (а) и композитных (б) рядов вариаций *S* (млн км<sup>2</sup>),  $\varphi$  (градусы) и  $V_m$  (м/с) (кривые *I*) с расчетом (кривые *2*) по формуле (1).

В этом случае коэффициенты регрессии, найденные методами гребневой регрессии и частичной регрессии наименьших квадратов, совпадают с коэффициентами регрессии, найденными методом пошаговой регрессии. В случае исходных рядов **Ро** отсутствие коллинеарности обусловлено тем, что несмотря на значительные амплитуды годовых колебаний, фазовые соотношения между



**Рис. 5.** Зависимость разности среднемесячных температур тропосферы на уровне 500 гПа между низкими (0°) и высокими (80°) широтами от площади арктического морского льда (а), широты центра струйного течения от разности температур на уровне 500 гПа (б). Кружки – расчетные значения, сплошные прямые – линии регрессии, штриховые – их 95% доверительные интервалы.

различными предикторами отличаются. Анализ регрессионных соотношений с учетом фазовых сдвигов предикторов предполагается на следующих этапах исследований.

Модель для каждой из характеристик струйных течений выбиралась по критерию максимума коэффициента детерминации R2. Методика построения модели в методе обратной пошаговой регрессии основана на обычной процедуре многократного перебора возможных предикторов и оценки величины и значимости коэффициентов регрессии. В результате в модель включались предикторы с наибольшим вкладом в объясненную дисперсию и исключались предикторы, вклад которых невелик, в нашем случае менее 2%.

Коэффициенты регрессии и коэффициенты детерминации R2 для трех наиболее важных характеристик струйных течений S,  $\varphi$ ,  $V_m$  приведены в табл. 3. Уровень доверительной вероятности

коэффициентов регрессии для вошедших в модель предикторов 95% и выше. На рис. 4 приведено сопоставление расчетов по модели и экспериментальных данных.

В целом модель множественной линейной регрессии позволяет описать до 50–70 процентов изменчивости указанных характеристик струйных течений. Отметим некоторые особенности представленных на рис. 4 данных. Согласие расчета с моделью для исходных S и  $\varphi$  и композитных рядов  $S_L$  и  $\varphi_L$  удовлетворительное, коэффициенты детерминации отличаются незначительно. Однако для максимальной скорости ветра различие между качеством моделей для  $V_m$  и  $V_{mL}$  существенно. Это обусловлено тем обстоятельством, что в вариациях  $V_m$  годовая гармоника проявляется слабо (рис. 3а), в то время как в вариациях предикторов  $S_{ice}$ ,  $T_{tr}$ ,  $\Delta$ T200 и  $\Delta$ T500 она ярко выражена (рис. 36).



Рис. 6. Кросс-корреляционный вейвлетный анализ площади струйных течений *S* и разности температур экватор – полюс на уровне 200 гПа ∆Т200. (а) – стандартизованные (исходные) ряды, (б) – композитные ряды. Направление стрелок вправо указывает на совпадение фаз, влево – на противофазность колебаний. Цветовая шкала дана в условных единицах.

Рассмотрим приведенные в табл. 3 результаты расчетов более детально. Наибольший вклад в вариации характеристик струйных течений вносят площадь морского льда S<sub>ice</sub> и температурные характеристики тропосферы. Суммарный вклад первых четырех предикторов в табл. 3 для S,  $\phi$ ,  $V_m$  составляет соответственно 45 (55), 62 (57) и 9 (63)%. В скобках указаны проценты для композитных рядов. Некоторые предикторы, такие как площадь морского льда и группа предикторов, связанных с вариациями температуры, вошли в модель как для исходных, так и для композитных рядов, что указывает на широкий спектральный интервал корреляционных связей. Индексы NAO, АО и EAWR вошли только в модели, описывающие длиннопериодные вариации. Это объясняется небольшой величиной или отсутствием годовой гармоники в этих индексах (см. рис. 3б). При

этом суммарный вклад NAO, AO и EAWR в длиннопериодные вариации S,  $\varphi$ ,  $V_m$  составляет соответственно 10, 9 и 6%. Влияние индексов QBO и SOI на изменчивость характеристик струйных течений оказалось незначительным. Введение этих предикторов улучшает качество модели на 1–2%.

Как можно объяснить довольно значительное влияние  $S_{ice}$  на струйное течение, прежде всего на его широтное положение ( $\varphi$ )? Как показано в [3], вариации годового колебания  $S_{ice}$  и  $\varphi$  близки к противофазе, т.е. с уменьшением площади морского льда струйное течение сдвигается по направлению к полюсу, с увеличением – к экватору. При этом кросс-вейвлетный анализ выявляет, начиная с 2011 г., небольшое отставание по фазе годового колебания  $\varphi$  от колебания  $S_{ice}$ . Влияние  $S_{ice}$  на  $\varphi$  проявляется, по нашему мнению, опосредованно – через температуру тропосферы, преж-

де всего через разность температур между низкими и высокими широтами. Наглядным подтверждением этому служит рис. 5, на котором для временного интервала 2007–2019 гг. представлены зависимости разности температур тропосферы на уровне 500 гПа между низкими (0°) и высокими (80°) широтами ( $\Delta$ T500\_0-80) от площади арктического морского льда ( $S_{ice}$ ), а также положения центра струйного течения по широте ( $\phi$ ) от разности температур на уровне 500 гПа. Аналогичные зависимости характерны и для  $\Delta$ T200\_0-80.

Интересной особенностью приведенных в табл. 3 коэффициентов регрессии является разный знак для некоторых исходных и композитных рядов предикторов. Для первого предиктора площадь морского льда ( $S_{ice}$ ), знаки коэффициентов регрессии для рядов, содержащих годовую гармонику, и композитных рядов совпадают. В то же время для группы температурных предикторов знаки различаются, хотя по данным Фурье-анализа заметные амплитуды колебаний в длиннопериодной области наблюдаются для предиктанта и предикторов. Это связано с тем, что результаты Фурье-анализа дают информацию о спектральном составе колебаний, усредненную за весь анализируемый интервал времени. Вместе с тем, как было показано в [3] методами вейвлетного анализа, спектральный состав колебаний с течением времени для ряда характеристик струйных течений и климатических параметров может меняться.

Рассмотрим на примере площади струйного течения S и предиктора  $\Delta$ T200 динамику изменчивости корреляционных связей, используя для этого предложенную в [17] методику кросс-вейвлетного анализа на основе вейвлета Морле (рис. 6).

Из рис. 6 следует, что в отличие от колебаний в спектральной области, соответствующей сезонному ходу, вариации рядов S и  $\Delta$ T200 для периодов 30-70 мес. происходят в основном в противофазе, что и определяет изменения знака коэффициентов регрессии. Аналогичные особенности обнаруживаются и при кросс-корреляционном вейвлетном анализе других пар предиктантов и предикторов. Основной фактор, приводящий к формированию годовых вариаций предикторов, связан с солнечной инсоляцией. В то же время следует предположить наличие факторов, приводящих к отмеченным выше особенностям вариаций в области периодов 30-70 мес., которые, повидимому, не были учтены в данной работе.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование спутниковых данных для выявления высотных струйных течений и анализа их характеристик позволяет установить ряд закономерностей пространственно-временной изменчивости струйных течений, связи с важнейшими климатическими параметрами и крупномасштабными атмосферными процессами. Высокое временное разрешение спутниковых снимков (15 мин) дает возможность провести исследование периодических колебаний характеристик струйных течений в широком спектральном диапазоне - от короткопериодных до длиннопериодных (30-50 мес.) колебаний. Детальные исследования, выполненные по перечисленным направлениям, позволили построить статистическую модель временной изменчивости характеристик струйных течений Северного полушария в зоне обзора европейских геостационарных метеорологический спутников (Атлантика, Западная и Восточная Европа, Европейская территория РФ). В качестве предикторов для построения модели множественной линейной регрессии использовались: площадь арктического морского льда, значения температуры тропосферы на разных уровнях и их разности между низкими и высокими широтами, различные индексы крупномасштабных процессов, характеризующие климатическую изменчивость. Анализ построенной модели временной изменчивости основных характеристик струйных течений средней площади, максимальной скорости ветра и широты центра струйного течения – позволяет сделать следующие основные выводы.

1. Наибольший вклад в вариации характеристик струйных течений вносят площадь морского льда и группа предикторов, связанных с вариациями температуры тропосферы, прежде всего разность температур между высокими и низкими широтами на уровне 500 гПа.

2. Качество модели (коэффициент детерминации), описывающей весь спектр временных вариаций характеристик струйных течений и только его длиннопериодную часть, несколько отличается. Особенно это касается модели для максимальной скорости струйного течения.

3. Индексы крупномасштабных процессов вошли только в модели, описывающие длиннопериодные вариации. При этом их максимальный вклад в качество модели не превышает 10%.

4. В целом модель множественной линейной регрессии позволяет описать до 50—70 процентов временной изменчивости средней площади, максимальной скорости и широтного положения центра струйного течения.

Авторы выражают благодарность коллегам из НИЦ "Планета", обеспечивающим передачу спутниковых данных в НПО "Тайфун". Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-05-00831а.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Доклад об особенностях климата на территории Российской федерации за 2019 год. М.: Росгидромет, 2020. 97с.
- Masters J. The jet stream is getting weird // Sci. Am. 2014. V. 311. № 6. P. 68–75.
- 3. Нерушев А.Ф., Вишератин К.Н., Ивангородский Р.В. Динамика высотных струйных течений по данным спутниковых измерений и их связь с климатическими параметрами и крупномасштабными атмосферными явлениями // Исслед. Земли из космоса. 2018. № 6. С. 24–38.
- Золотов С.Ю., Ипполитов И.И., Логинов С.В., Харюткина Е.В. Изменчивость субтропического струйного течения Южного полушария во второй половине XX и в начале XXI веков // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 5. С. 505–515
- Hall R., Jones J., Hanna E., Scaife A., Erdélyi R. Drivers and potential predictability of summer time North Atlantic polar front jet variability// Climate Dynamics. 2017. V. 48. P. 3869–3887. https://doi.org/10.1007/s00382-016-3307-0
- 6. *Нерушев А.Ф., Вишератин К.Н., Ивангородский Р.В.* Пространственно-временная изменчивость высотных струйных течений по данным спутниковых измерений // Исслед. Земли из космоса. 2017. № 6. С. 31–45.
- Francis J.A.; Vavrus S.J. Evidence linking Arctic amplification to extreme weather in mid-latitudes // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. № 6. https://doi.org/10.1029/2012GL051000
- Petoukhov V., Rahmstorf S., Petri S., Schellnhuber H.J. Quasiresonant amplification of planetary waves and recent Northern Hemisphere weather extremes // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2013. V. 110(14). P. 5336–5341.
- Нерушев А.Ф., Вишератин К.Н., Кулижникова Л.К., Ивангородский Р.В. О связи температурных аномалий с характеристиками высотных струйных течений // Современные проблемы дистанционного

зондирования Земли из космоса. 2021. Т. 18. № 1. С. 199–209.

- 10. *Нерушев А.Ф., Крамчанинова Е.К.* Метод определения характеристик атмосферных движений по данным измерений метеорологических геостационарных спутников // Исслед. Земли из космоса. 2011. № 1. С. 3–13.
- Ивангородский Р.В., Нерушев А.Ф. Характеристики струйных течений верхней тропосферы по данным измерений европейских геостационарных метеорологических спутников // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2014. Т. 11. № 1. С. 45–53.
- Нерушев А.Ф., Ивангородский Р.В. Характеристики высотных струйных течений Северного и Южного полушарий по данным спутниковых измерений // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2017. Т. 14. № 7. С. 299–307.
- Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., Collins W., Deaven D., Gandin L., Saha S., White G., Woollen J., Chelliah M., Janowiak J., Mo K.C., Wang J., Leetmaa A., Reynolds R., Jenne R., Kung E., Salstein D. The NCEP/NCAR Reanalysis 40-year Project // Bull. Amer. Meteor. Soc., 1996. V. 77. P. 437–471.
- Scargle J.D. Studies in astronomical time series analysis. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. // The Astrophysical J. 1982. V. 263. P. 835–853.
- 15. Вишератин К.Н., Каменоградский Н.Е., Кашин Ф.В., Семенов В.К., Синяков В.П., Сорокина Л.И. Спектрально-временная структура вариаций общего содержания озона в атмосфере центральной части Евразии // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. Т. 42. № 2. С. 205–223.
- 16. Вишератин К.Н. Межгодовые вариации и тренды среднезональных рядов общего содержания озона, температуры и зонального ветра // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43. № 4. С. 67-85.
- Torrence C., Compo G.P. A practical guide to wavelet analysis // Bull. Am. Meteorol. Soc. 1998. V. 79. P. 61–78.

# Statistical Model of Time Variability of Characteristics of Northern Hemisphere High-Altitude Jet Streams Based on Satellite Measurements

### A. F. Nerushev<sup>1, \*</sup>, K. N. Visheratin<sup>1</sup>, and R. V. Ivangorodsky<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Federal State Budgetary Institution "Research and Production Association 'Typhoon", Pobedy str., 4, Obninsk, 249038 Russia \*e-mail: nerushev@rpatyphoon.ru

A statistical model of the high-altitude jet streams characteristics in the Northern Hemisphere for the period 2007–2019 is presented. The model is based on the results of processing the measurement data of the SEVIRI radiometer. The area of Arctic sea ice, tropospheric temperature values at different levels and their differences between low and high latitudes, and various indices of large-scale processes characterizing cli-

mate variability were used as predictors for constructing the model. A detailed spectral analysis of the standardized series of jet stream characteristics and predictors revealed the presence of periodic oscillations in a wide spectral range – from short to long periods (30-50 months). A model is constructed that describes both the entire spectrum of temporal variations in the characteristics of jet streams, and only its long-wavelength part. It is shown that the sea ice and a group of predictors associated with variations in the temperature of the troposphere make the greatest contribution to the variations in the characteristics of jet streams. The maximum contribution of large-scale atmospheric indices to the quality of the model does not exceed 10%. In general, the multi-regression model allows us to describe up to 50-70 percent of the variability of the average area, maximum velocity, and latitudinal position of the center of the jet stream.

**Keywords:** high-altitude jet streams, multi-regression, spectral and wavelet analysis, satellite measurements, Arctic sea ice area, troposphere temperature, indices of large-scale processes

УДК 551.465.7

# О СОГЛАСОВАННОСТИ МУЛЬТИДЕКАДНЫХ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ В ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА И ДЛИТЕЛЬНОСТИ СУТОК

### © 2021 г. В.А.Безверхний\*

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

\**E-mail: vabezv@mail.ru* Поступила в редакцию 07.12.2020 г. После доработки 02.03.2021 г. Принята к публикации 14.04.2021 г.

Выявлена согласованность вариаций мультидекадных (внутривековых) масштабов температуры поверхности Тихого океана в регионе Niño 3.4 и колебаний длительности земных суток. В пользу предположения о внешнем воздействии, вызывающем эти вариации, рассмотрена простая численная модель периодических колебаний.

**Ключевые слова:** климат, длительность суток, температура океана, Эль-Ниньо **DOI:** 10.31857/S0002351521040039

#### введение

На климатическую систему и океан влияют внешние факторы и сложные внутренние взаимосвязи ее компонентов. В вариациях мультилекадного (внутривекового) масштаба, обнаруженных в изменениях уровня океана и температуры его поверхности, ряде других климатических характеристик, выделены циклы длительностью около 20 и 60 лет [1, 2]. Вместе с тем данные измерений длительности суток (LOD - length of day) показали, что их годовые отсчеты также содержат подобные циклы, хорошо заметные на их графике с конца XIX в. В [1] выделены квазипериодические 20- и 60-летние колебания в вариациях длительности земных суток, аномалиях глобальной температуры поверхности и уровня океана и ряде других индикаторов изменчивости климата при помощи метода многоканального сингулярного спектрального анализа. Там же высказано предположение о существовании физической основы связи этих процессов. В [2] в глобальных и региональных вариациях уровня океана выделено квазипериодическое колебание с периодом около 55 лет для глобального и около 64 лет для региональных вариаций уровня океана в Тихом, Атлантическом и Индийском океанах. Анализ выполнен с помощью простой модели, включающей линейный тренд и синусоиду с переменными амплитудой, периодом и начальной фазой ("bias + + trend + long-period sinusoids"). Ниже проведен совместный анализ колебаний LOD и вариаций температуры поверхности Тихого океана (SST – sea surface temperature) в экваториальной полосе в регионе Niño 3.4. В отличие от методов спектрального анализа [1] и моделирования [2], выделяющих узкие полосы частот 1/20 и 1/60 год<sup>-1</sup> предполагаемых квазипериодических колебаний, исследуется временная изменчивость и связь LOD и SST во всем диапазоне мультидекадных вариаций при помощи низкочастотной фильтрации, подавляющей колебания с периодами, меньши-ми 10-11 лет, и кросс-корреляционного анализа.

#### ДАННЫЕ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА

Использовались среднегодовые данные 1870– 2019 гг. о вариациях значений температуры поверхности океана в экваториальном поясе Тихого океана, точнее в регионе Niño 3.4, имеющем координаты (5° с.ш.–5° ю.ш., 120°–170° в.д.) и данные 1623–2018 гг. о вариациях отклонений длительности суток от эталонной величины – 86400 с: (https://psl.noaa.gov/gcos\_wgsp/Timeseries/Data/ nino34.long.data) (https://www.iers.org/IERS/EN/ Science/EarthRotation/LODsince1623.html).

Для выделения мультидекадных вариаций (с периодами более 10–11 лет) в среднегодовых значениях SST применялось скользящее сглаживание при помощи 31-точечного весового окна Кайзера, имеющего форму, близкую к кривой Гаусса [3]. Окно такой формы, как и 10-точечное прямоугольное весовое окно (с коэффициентами, равными 0.10), обеспечивает низкочастотную



**Рис. 1.** Форма весового окна Кайзера (а); отклонения LOD от эталонных 86400 с (б), SST в регионе Niño 3.4 (в) (тонкие линии) и их сглаженные вариации (жирные линии).

фильтрацию SST. подавляя спектральные составляющие с периодами, меньшими или равными 10 лет. В отличие от прямоугольного окна, имеющего самый высокий уровень боковых лепестков в спектре, окно Кайзера по построению наиболее эффективно подавляет просачивание высокочастотных компонент сигнала. Поэтому вполне обосновано применение окна Кайзера при сглаживании вариаций SST в регионе действия Эль-Ниньо, имеющих максимальные амплитуды колебаний с периодами 4-6 лет. Колебания LOD оцифрованы с малой разрядностью (от 1 до 3 знаков), поэтому применено их слабое сглаживание с 11-точечным окном Кайзера с целью устранения "ступенек" в их графике. Кросскорреляционный анализ сглаженных вариаций выполнялся при помощи вычисления стандартной кросскорреляционной функции для выбранных фрагментов данных.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлены графики LOD, SST и их сглаженные колебания, полученные при помощи 11-точечного и 31-точечного весового окна Кайзера соответственно. На долю сглаженных вариаций SST приходится 5.48% всей дисперсии SST.

При помощи стандартной кросскорреляционной функции получено несколько оценок корреляции сглаженных вариаций SST и LOD. Эти значения приведены в таблице.

Ряд LOD имеет значительно большую протяженность, чем SST. С учетом значительного запаздывания SST относительно LOD можно рас-

ки (в скооках) между сглаженными вариациями SST и LOD на нескольких интервалах.				
Интервалы наблюдений	1870–2018 1870–2018	1870–2018 1870–2018	1850—1999 1870—2019	1862—1993 1882—2013
ф, лет	0	19	0	0
ρ(φ)	<b>0.45</b> (0.15)	<b>0.54</b> (0.18)	<b>0.67</b> (0.12)	<b>0.79</b> (0.01)

**Таблица 1.** Величины запаздывания (φ), соответствующие значения кросс-корреляции (ρ) и стандартной ошибки (в скобках) между сглаженными вариациями SST и LOD на нескольких интервалах.



**Рис. 2.** Сглаженные вариации отклонений LOD от эталонных 86400 с (а), модели Mod (б) и SST (в). Области высокой корреляции LOD и SST выделены штриховыми линиями.

считать корреляции, выбрав начало отсчетов ряда LOD также и на 19–20 лет ранее. Вычисление кросс-корреляций LOD и SST показало существенное повышение корреляции  $\rho$  от 0.54 для синхронных отсчетов до 0.67 при сдвиге на 20 лет начала отсчетов ряда LOD на всем 150-летнем протяжении этих рядов. На соответствующих 125-летних отрезках LOD (1862–1987 гг.) и SST (1882–2007 гг.) величина  $\rho$  достигает 0.79. Отметим, что у сглаженных вариаций LOD и SST имеется еще один, меньший по величине, локальный максимум кросс-корреляционной функции,  $\rho$  = = 0.45 при нулевом запаздывании.

Сглаженные вариации LOD и SST более детально представлены на рис. 2а, 2в, причем график SST сдвинут влево относительно графика LOD с учетом запаздывания SST на 20 лет. На рис. 26 представлен график модельной кривой Mod, о котором речь идет ниже. Обращает на себя внимание согласованность мультидекадных вариаций LOD и SST на большом протяжении, точнее в интервале 1862–1987 гг. для LOD и на 20 лет позднее – для SST, причем их корреляция достигает величины 0.79. Эти участки выделены на рис. 2 штриховыми линиями.

Явная согласованность мультидекадных вариаций разнородных процессов LOD и SST дает основание для предположения о существовании

внешнего воздействия на геодинамику и климат, приводящего к таким вариациям. Как известно, в вариациях гравитации (приливных сил) имеется характерный период колебаний около 33 лет, связанный с моментами совпадения начала нового солнечного и лунного синодического года. В солнечно-земном магнитном поле происходят колебания напряженности с периодом около 22 лет. Колебания гравитации и напряженности магнитного поля могут вызывать колебания с этими периодами в недрах Земли на границе внешнего ядра и мантии. Кроме того, каждые 66 лет колебания ядра и мантии могут усиливаться при совпадении экстремумов колебаний напряженности гравитационного и магнитного полей. Заметим, что этот период соответствует комбинационной частоте для пары 1/22 и 1/33 (год<sup>-1</sup>). Согласно сейсмическому зондированию, происходят изменения угловой скорости вращения ядра Земли до 0.05-0.1 град/год [4], по-видимому включающие (мульти)декадные колебания. ("A rotation rate of about 0.05–0.1° per year with possible decadal fluctuation can reconcile all temporal change observations from body waves, IC (inner-core) scattering, and normal mode data"). Эти прямые измерения и результаты моделирования передачи (transfer) углового момента от внешней границы ядра и мантии к вышележащим слоям и поверхности Земли [5] косвенно указывают на существование механизма

ритмического воздействия на приливные явления, подводную вулканическую, сейсмическую активность и океанскую циркуляцию. Можно ожидать и проявления отклика на указанное геодинамическое воздействие с тремя характерными периодами 22, 33 и 66 лет в колебаниях скорости вращения Земли и вариациях притока тепла к поверхности океана за счет океанской циркуляции, теплопереноса из нижележащих оболочек Земли через океанское дно.

Рассмотрим простую модель периодического воздействия, включающую гармонические колебания с периодами 22, 33 года и 66 лет:

$$Mod(t) = 0.7 \sin(2\pi t/22) + 2\sin(2\pi t/33)) - 3\sin(2\pi t/66), t = 1, 2,...N,$$

где N = 349 - длина ряда (как и у LOD). Фрагментграфика Mod, синхронный с LOD, представлен на рис. 26. График LOD демонстрирует повторение большинства экстремумов модельной кривой. В выделенном 125-летнем интервале мультидекадные вариации SST происходят согласованно как с LOD, так и с модельными с колебаниями. Корреляции Mod с LOD и SST на этом интервале достигают значений -0.83 и -0.92 соответственно. Локальные экстремумы в сглаженных вариациях SST и LOD имеют небольшие отклонения относительно их положений, которые могли бы быть при условии "жесткой связи" с моделируе-мым форсингом. С 2007 г. колебание SST утратило согласованность с Mod, но вплоть до 2013 г. все еще сохраняло "связь" с LOD и высокую корреляцию.

#### ОБСУЖДЕНИЕ

Напомним, что в [1] в вариациях ряда климатических характеристик, в частности в вариациях глобального уровня океана, выделены компоненты с периодами 20 и 60 лет, т.е. с близкими к двум из трех периодов вариаций Mod. Отметим также, что и в региональных вариациях уровня океана выделен характерный период 64 года, близкий к 66-летнему (см. [2], Fig. 1). В этих исследованиях в климатических характеристиках выделяются циклы с одним или двумя характерными масштабами колебаний. При подходе, основанном на сингулярном спектральном анализе [1], "связь" вариаций LOD и глобальной SST косвенно проявилось лишь в наличии двух периодов 20 и 60 лет в главных компонентах этих колебаний, а также и уровня океана при сопоставлении их с LOD. Заметим, что методы спектрального анализа обладают достаточной разрешающей способностью для разрешения пиков на близких частотах: ~1/20 и  $\sim 1/30$  (год<sup>-1</sup>). Но по какой-то причине в [1] на это

не обратили внимание, возможно потому, что в климатических характеристиках спектральная составляющая на частоте 1/30 год<sup>-1</sup> может быть относительно небольшой. Все же при анализе необходимо принимать во внимание наряду с квази 20и 60-летними также и на квази 30-летние моды колебаний. Метод скользящего сглаживания (низкочастотной фильтрации) с окном Кайзера позволил рассмотреть особенности вариаций SST на всем внутривековом масштабе. В отличие от подходов [1, 2], при этом не анализируются отдельные узкополосные компоненты и их корреляции. Такой подход позволил выявить согласованное чередование экстремумов сглаженных вариаций SST в регионе Niño 3.4 и LOD на протяжении 130 лет. На скорость вращения Земли влияют различные факторы, в частности геодинамические процессы, колебания глобального уровня океана. Что касается SST в регионе Niño 3.4, то на нее воздействуют инсоляция, зональные течения и пассатные ветры. Поэтому представляет значительный интерес проявление глобального форсинга, по-видимому связанного с гравитацией и солнечно-земным магнитным полем, в таких разнородных процессах, как вариации скорости вращения Земли и температуры поверхности океана в регионе Niño 3.4.

В [6] отмечается, наряду с другими работами (см. ссылки в [6]), что известные Модели глобальной циркуляции (GCM), применяемые в рамках проекта Coupled Model Intercomparison Project Phase 5 (CMIP5), удовлетворительно воспроизводят внутригодовые вариации региональных SST, представленные инструментальными данными, а также оценками вариаций SST по косвенным индикаторам (отложениям фораминифер, кораллам). Но заметное расхождение между результатами моделирования и реальными данными возникает уже на межгодовых масштабах и оно значительно увеличивается на масштабах, больших 10 лет. Это расхождение имеет систематический и региональный характер. В частности, в [6] установлено, что на масштабах 20-50 лет для модельных вариаций SST средние величины спектральной плотности имеют на широтах ≥30° заниженные в 1.3 раза значения, а в тропиках они оказались меньшими в 1.9 раза относительно спектральных плотностей эмпирических данных (см. [6], с. 2531). Очевидно, на этих масштабах неучтенные в GCM факторы проявляются в большей степени в тропическом поясе океанов, чем вне тропиков. В результате анализа известных климатических индексов в статье [7] сделано заключение, что "расхождение между наблюдаемой и моделируемой изменчивостью климата на десятилетнем и большем масштабах имеет характерную когерентную структуру". Оно свидетельствует о проявлении в климатических параметрах глобальной мультидекадной осцилляции ("... discrepancies between the observed and simulated climate variability on decadal and longer timescale have a coherent structure suggestive of a pronounced Global Multidecadal Oscillation"). В результате возникает "существенная неопределенность при интерпретации наблюдаемых изменений климата" с использованием современных климатических моделей ("These results highlight a substantial degree of uncertainty in our interpretation of the observed climate change using current generation of climate models" [7]). Это расхождение может быть связано с неучтенным в климатических моделях влияния внешнего геодинамического фактора.

В статье [8] на основе анализа большого объема наблюдений и измерений гидрофизических и метеорологических характеристик и численного моделирования установлено, что "климатическая ритмика" (циклы 50-70 лет) климата XX в. "соответствует обнаруженной нами мультидекадной изменчивости теплосодержания верхнего деятельного слоя (ВДС) океана". Предполагается наличие циклов накопления теплосодержания в ВДС и его "разгрузка" в атмосферу с цикличностью в пределах 50-70 лет. В регионе Niño 3.4 подобные циклы начинаются с годового периода, их амплитуды экстремальны во время событий Эль-Ниньо/Ла-Нинья. Можно предположить, что подобный механизм накопления и высвобождения тепла в ВДС в регионе Niño 3.4 действует и на периодах около 22 и 33 лет, но заметно сильнее проявляется на кратном периоде около 66 лет. Сложность океанской и атмосферной циркуляции в других регионах может затруднить выявление степени зависимости SST от воздействия внешних факторов.

Согласованность колебаний LOD и SST мультидекадных маштабов проявляется в экваториальном поясе Тихого океана, где действуют зональные течения: приповерхностные Северное и Южное пассатные, межпассатное и мощное подповерхностное противотечение (Equatorial Undercurrent – EUC). В этом регионе, включающем регион Niño 3.4, перенос тепла между атмосферой и океаном на межгодовых масштабах подробно исследован (см. [9, 10] и ссылки в них). В центральной части (стрежне) на глубине около 80 м скорость EUC достигает 1 м/с, оно переносит массы воды около  $30-40 \times 10^6$  м<sup>3</sup>/с. Как известно, это течение "поддерживает" зональный градиент SST в Тихом океане [9], влияющий на атмосферную циркуляцию в тропиках, на погоду и климат в этом и других регионах. На основе данных реанализа NCEP 1948-1999 гг. и моделирования океанской циркуляции при помощи OGCM (Oceanic General Circulation Model) в [9] показа-

но, что в экваториальной Пасифике "на межгодовых и больших масштабах вариациям усиления EUC, мелководной меридиональной циркуляции (питающей EUC) и экваториального апвеллинга соответствуют такие же вариации в транспорте водных масс". По данным 1980-2002 гг., накопленным в ходе выполнения проекта TAO (Tropical Armosphere Ocean project) в этом регионе величина притока тепла (~85 PW), к поверхности океана через атмосферу соответствует океанскому переносу тепла в [9]. В вариациях скорости EUC по ланным реанализа SODA (Simple Ocean Data Assimilation) за 1871-2008 гг. о скорости EUC, представленных в [10] (см., например, Fig. 2), выделяются квази 20- и 60-летние циклы. Эти результаты поддерживают предположение о ритмическом механизме накопления тепла и его выделения в атмосферу в ВДС Тихого океана в регионе экватора в ходе обмена угловым моментом при взаимодействии океана и атмосферы.

Заметим, что в [11] в результате численного моделирования выявлено несоответствие наблюдаемого роста уровня океана в XX в. за счет термического расширения океана и таяния ледяного покрова суши и характеристик вращения Земли (уменьшения скорости вращения, амплитуды и ориентации ее оси). В частности, наблюдаемое вековое замедление скорости вращения Земли за счет климатических факторов требовало роста уровня океана от 1.5 до 2 мм/год. Но, согласно оценкам 5-го оценочного доклада IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change), этот прирост в 1900–1990 гг. составлял 1 ± 0.1 мм в год. В [12] эта проблема, названная "Munk's enigma", была устранена. Дополнительное замедление угловой скорости врашения Земли может происходить за счет "обмена угловым моментом между жидким внешним ядром и мантией". Численное моделирование, выполненное в [12], показало хорошее соответствие полученной оценки роста уровня океана в XX в. историческим данным, записям датчиков приливов (1.2 мм/год) и вариациям LOD. Поэтому можно ожидать, что и внутривековые колебания LOD связаны не только с вариациями глобального уровня океана и отмеченным выше форсингом, но и через океанскую циркуляцию – с обменом угловым моментом между внешним ядром и мантией Земли. Модельные расчеты (gufm1 model) [13], основанные на данных наблюдений вариаций геомагнитного поля в 1840-1990 гг., выявили внутривековые колебания в двух интервалах 20-30 и 60-90 лет движения магнитного потока на границе ядра и мантии. Маунд и Баффет [14] создали модель крутильных колебаний в системе ядро-мантия, включающую механизмы взаимодействия, такие как электромагнитные, топографические и гравитационные. Гравитационный эффект в вариациях углового момента, влияющего на скорость вращения Земли, представлен на Fig. 6 [14]. На этом рисунке выделяются вариации скорости потоков во внешнем жидком ядре с периодами около 20, 30 и 60 лет, что согласуется с предполагаемым внешним периодическим форсингом с частотами 1/22, 1/33 и комбинационной частотой 1/66 лет<sup>-1</sup>.

В [15] называется упомянутое в статье представление о взаимолействии межлу жилким ялром и мантией как основной причине, вызывающей декадные (точнее, внутривековые) вариации LOD ("The decadal instabilities in Earth's rotation (DIER) are thought to be caused by the interactions between the Earth's core and its mantle."). Представленная в статье гипотеза как раз согласуется с этим механизмом взаимодействия. В [15] рассмотрена альтернативная гипотеза, согласно которой такие вариации LOD вызваны дрифтом литосферы относительно астеносферы "(They) ... are actually caused by fluctuations in the angular velocity of lithospheric drift over the asthenosphere". Она опирается на предположение о климатической обусловленности вариаций LOD за счет изменения уровня океана и перераспределения водных масс межлу океаном и континентами. Как следует из расчетов [12], эта гипотеза не находит подтверждения.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В течение 130 лет вариации мультидекадных (внутривековых) масштабов скорости вращения Земли (с 1862 г.) и температуры поверхности в центральной части экваториального пояса Тихого океана происходили согласованно, причем такие вариации SST запаздывали относительно LOD на 20 лет. Представленные результаты дают основание полагать, что мультидекадные вариации LOD и SST в регионе Niño 3.4 могут быть связаны с внешним ритмическим воздействием солнечно-земного магнитного поля и гравитации на геодинамику и, посредством механизма накопления и высвобождения тепла в деятельном слое океана, воздействовать на температуру поверхностного слоя океана.

Автор выражает признательность Г.С. Голицыну и О.Г. Чхетиани за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Zotov L., Bizouard C., Shum C.K. A possible interrelation between Earth rotation and climatic variability at decadal timescale // Geodesy and Geodynamics. 2016. V. 7. P. 216–222. https://doi.org/10.1016/j.geog.2016.05.005

2. Chambers D.P., Merrifield M.A., Nerem R.S. Is there a 60-year oscillation in global mean sea level? // Geo-

phys. Res. Lett. 2012. V. 39. L18607. https://doi.org/10.1029/2012GL052885

- 3. *Cappellini V., Constantinides A.G.D., Emiliani P.* Digital filters and their applications. Acad. Press. London, 1978. 393 p.
- Yang Y., Song X. Origin of temporal changes of innercore seismic waves // Earth Planet. Sci. Lett. 2020. V. 541. Iss. 116267. https://doi.org/10.1016/j.epsl.2020.116267
- Buffett B.A. Core–Mantle Interactions. In: G. Schubert (Ed.). Treatise on Geophysics. Elsevier. Oxford. 2nd ed. 2015.V. 8. P. 213–224.
- Laepple T., Huybers P. Global and regional variability in marine surface temperatures // Geophys. Res. Lett. V. 41. P. 2528–2534. https://doi.org/10.1002/2014GL059345
- Kravtsov S., Grimm C., Gu S. Global-scale multidecadal variability missing in state-of-the-art climate models // npj Clim. Atmos. Sci. 2018. V. 1. Iss. 34. P. 1–10. https://doi.org/10.1038/s41612-018-0044-6. https://www.nature.com/articles/s41612-018-0044-6
- 8. *Бышев В.И., Нейман В.Г., Гусев А.В. и др.* К вопросу о происхождении междекадной изменчивости современного климата // Тр. Гос. Океаногр. Инст. 2019. № 220. С. 39–43.
- Izumo T. The equatorial undercurrent, meridional overturning circulation, and their roles in mass and heat exchanges during El Niño events in the tropical Pacific ocean // Ocean Dynamics. 2005. V. 55. P. 110–123.
- Drenkard E.J., Karnauska K.B. Strengthening of the Pacific Equatorial Undercurrent in the SODA Reanalysis: Mechanisms, Ocean Dynamics, and Implications // J. Clim. 2014. V. 27. P. 2405–2416.
- Munk W. Twentieth century sea level: An enigma // Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A. 2002 V. 99. P. 6550–6555.
- 12. *Mitrovica J.X., Hay C.C., Morrow E., Kopp R.E., Dumberry M., Stanley S.* Reconciling past changes in Earth's rotation with 20th century global sea-level rise // Sci. Advances. 2015. V. 1. № 11. e1500679. https://doi.org/10.1126/sciadv.1500679
- Stefan C., Dobrica V., Demetrescu C. Core surface subcentennial magnetic flux patches: characteristics and evolution // Earth Planets Space. 2017. V. 69. Iss. 146. P. 1–14.

https://doi.org/10.1186/s40623-017-0732-1

- Mound J.E., Buffett B.A. Mechanisms of core-mantle angular momentum exchange and the observed spectral properties of torsional oscillations // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. Iss. B08103. P. 1–12. https://doi.org/10.1029/2004JB003555
- Sidorenkov N., Dionis E., Bizouard C., Zotov L. Decadal fluctuations in Earth's rotation as evidences of lithospheric drift over the asthenospere // Proc. Journées. 2019. P. 243–247.

https://syrte.obspm.fr/astro/journees2019/files/sidoren-kov.pdf

**№** 4

2021

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57

## БЕЗВЕРХНИЙ

# On Coherence of Multidecadal Oscillations in Equatorial Pacific Sea Surface Temperature and the Length of Day

### V. A. Bezverkhnii\*

Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciencies, Pyzhevsky per., 3, Moscow 119017 Russia \*e-mail: vabezy@mail.ru

The consistency multi-decadal (intras-centennial) variations of the Pacific sea surface temperature in the Niño 3.4 region and the Earth's Length of Day has been revealed. A hypothesis about common external factors causing these variations is proposed. The simple numerical model of external periodic forcing is considered.

Keywords: length of day, sea surface temperature, El Niño
УДК 551.510.42;007(075);551.5;551.521

# СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ РАСЧЕТА ЭВОЛЮЦИИ СУЛЬФАТНОГО АЭРОЗОЛЯ И ЕГО РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В КЛИМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ИВМ РАН

© 2021 г. Н. Е. Чубарова<sup>*a*, \*</sup>, А. А. Полюхов<sup>*a*, \*\*</sup>, Е. М. Володин<sup>*b*, \*\*\*</sup>

<sup>а</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, ГСП-1, Ленинские горы, 1, Москва, 119991 Россия <sup>b</sup>Институт вычислительной математики РАН, ул. Губкина, 8, Москва, 119991 Россия \*e-mail: natalia.chubarova@gmail.com \*\*e-mail: aeromsu@gmail.com \*\*\*e-mail: volodinev@gmail.com Поступила в редакцию 29.03.2021 г. После доработки 09.04.2021 г. Принята к публикации 14.04.2021 г.

Уточнен расчет сульфатного аэрозоля естественного происхождения за счет эмиссии диметилсульфида (ДМС) в модели ИВМ РАН, в результате чего существенно улучшилось согласие новых модельных оценок АОТ сульфатного аэрозоля с данными реанализа САМЅ. Используя эти данные и последние рекомендованные оценки антропогенных эмиссий, рассчитаны радиационные эффекты (*RFE*) сульфатного аэрозоля разного генезиса на верхней границе атмосферы. Максимальный радиационный эффект сульфатного аэрозоля естественного происхождения наблюдается над морским побережьем Антарктиды, где за счет больших эмиссий ДМС средняя годовая величина *RFE* равна –0.14 Втм<sup>-2</sup> с максимумом в январе, достигающим по абсолютной величине –0.45 Втм<sup>-2</sup>. Для области  $25^\circ$ – $45^\circ$  с.ш. годовые зонально осредненные значения *RFE* превышают –0.7 Втм<sup>-2</sup> за счет антропогенных выбросов. Среднеглобальное годовое значение *RFE* сульфатного аэрозоля на 2005 г. равно –0.36 Втм<sup>-2</sup> и практически не меняется по сезонам года. В целом доля *RFE* за счет естественного сульфатного аэрозоля составляет 20%, однако отмечаются значительные вариации этой величины по месяцам с максимумом в январе, когда ее доля достигает 37%.

**Ключевые слова:** сульфатный аэрозоль, диметилсульфид, численное моделирование, климатическая модель ИВМ РАН, радиационные эффекты

DOI: 10.31857/S0002351521040040

#### ВВЕДЕНИЕ

Сульфатный аэрозоль является одной из основных аэрозольных фракций, влияние которой на радиационные свойства атмосферы велико [1–6]. Это связано с его высоким содержанием в атмосфере и гидрофильными свойствами, которые определяют его существенное влияние на облачные капли и непрямое воздействие на климатическую систему [7].

Сульфатный аэрозоль может иметь антропогенное и естественное происхождение. Он формируется в результате антропогенных выбросов в атмосферу сернистых газов, которые образуются при сжигании ископаемого топлива [8]. Кроме того, сульфатный аэрозоль формируется в атмосфере из окислов серы при вулканических извержениях, а также генерируется за счет естественных биогенных эмиссий диметилсульфида ДМС (химическая формула –  $(CH_3)_2S$ ) из океана в атмосферу. ДМС происходит в основном из диметилсульфониопропионата (ДМСП, химическая формула  $C_5H_{10}O_2S$ ), который содержится в тканях фитопланктона, морских водорослей и некоторых других видов водных сосудистых растений [9]. ДМС окисляется в атмосфере до различных серосодержащих соединений, таких как диоксид серы, диметилсульфоксид (ДМСО), диметилсульфон, метансульфоновая кислота и серная кислота, в результате чего происходит образование новых сульфатных аэрозолей. В целом от 15 до 42% глобального содержания сульфатного аэрозоля образуется естественным путем [6, 10, 11]. Концентрации ДМС сильно варьируются в пространстве и имеют ярко выраженный сезонный ход, что во многом определяет и пространственно-временные вариации сульфатного аэрозоля естественного происхождения в периоды отсутствия крупных вулканических извержений.

Если над северной Атлантикой и северо-западной частью Тихого океана рост концентрации сульфатного аэрозоля в основном происходит за счет антропогенных выбросов, то в юго-западной и восточной части Тихого океана — за счет окисления ДМС [11, 12]. По оценкам, приведенным в [13], в южном полушарии его доля превышает 80%.

Исследованиям циклов серы и сульфатного аэрозоля антропогенного и естественного происхождения посвящено довольно много публикаций [2, 4, 6, 10–15]. Однако до сих пор существуют большие неопределенности воспроизведения прямых и косвенных эффектов сульфатного аэрозоля [2, 3].

В связи с заметной долей этого естественного источника сульфатного аэрозоля, особенно в высоких широтах южного полушария, где антропогенные выбросы малы, в данном исследовании ставилась задача уточнить его вклад в формирование сульфатного аэрозоля, оценить его радиационные эффекты и сравнить их с эффектами сульфатного аэрозоля антропогенного происхождения.

#### ОПИСАНИЕ ДАННЫХ И МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ

При проведении исследования использовалась климатическая модель ИВМ РАН (INM-CM4-8) [16]. В атмосфере шаг сетки составляет  $2^{\circ} \times 1.5^{\circ}$ по долготе и широте и 21 уровень по вертикали до 10 гПа. В океане разрешение  $1^{\circ} \times 0.5^{\circ}$  по долготе и широте и 40 уровней по вертикали. Данная версия модели принимала участие в Проекте по сравнению климатических моделей (CMIP5, Coupled Model Intercomparison Project, phase 5). Описание некоторых результатов моделирования климатических изменений в XIX-XXI вв. с использованием этой модели приведено в [17]. В аэрозольном блоке, реализованном в модели, рассматривается процесс эволюции концентрации 9 аэрозольных фракций естественного и антропогенного происхождения: мелкой и крупной морской соли, мелкой и крупной континентальной пыли, сульфатного аэрозоля, гидрофобного и гидрофильного черного углерода, гидрофобного и гидрофильного органического углерода, а также сернистого газа [18]. Под эволюцией понимается эмиссия аэрозоля или его газов-предшественников в атмосферу, перенос, горизонтальная и вертикальная диффузия, гравитационное оседание, а также вымывание осадками и поглощение поверхностью. В ряде случаев эмиссии первичных веществ задаются в соответствии с рекомендациями из специальных баз данных. В настоящем исследовании использовалась современная база данных по антропогенным эмиссиям сернистого газа, которая применялась в экспериментах в проекте СМІРб [8]. Однако для ряда веществ, в частности в случае диметилсульфида, эмиссии рассчитываются непосредственно в модели. В стандартной версии аэрозольного блока (см. [18]) поток ДМС из океана вычислялся по [19] с учетом скорости приземного ветра и температурной зависимости, а также его концентрации в океане по данным [20]. Предполагалось, что поступивший в атмосферу диметилсульфид мгновенно окислялся до сернистого газа. Характерное время образования сульфатного аэрозоля в модели соответствует примерно 3 сут.

Для выявления качества воспроизведения сульфатного аэрозоля в климатической модели были проведены численные эксперименты по оценке аэрозольной оптической толщины (AOT) на длине волны 550 нм при разных заданиях ДМС для климатических экспериментов с 10-летним осреднением при учете антропогенных выбросов сернистых соединений, типичных для 2005 г., и без их учета для выявления влияния только естественной составляющей сульфатного аэрозоля.

Результаты сопоставлялись с данными по АОТ сульфатного аэрозоля по реанализам CAMS [21] и MERRA-2 [22]. Аэрозольный реанализ CAMS основан на модели IFS ECMWF с пространственным разрешением  $0.5^{\circ} \times 0.5^{\circ}$ . При расчете аэрозольных свойств по CAMS применяют схему с эволюцией 12 различных мод аэрозольных частиц, которые корректируются по данным измерений с использованием системы усвоения 4DVAR [23]. Дополнительно используются спутниковые измерения по MODIS и AATSR. Реанализ MERRA-2 базируется на спектральной модели GEOS [24] и схеме анализа 3DVAR GSI [25] с горизонтальным разрешением около  $0.5^{\circ} \times 0.625^{\circ}$ . В реанализе MERRA-2 дополнительно производится усвоение большого числа спутниковых данных по приборам AVHRR, MODIS, MISR, а также учитываются данные наземных наблюдений на сети AERONET.

### РЕЗУЛЬТАТЫ

#### Описание новой схемы расчета сульфатного аэрозоля естественного происхождения и результаты ее тестирования по данным реанализов CAMS и MERRA-2

На рис. 1 показаны существенные различия в содержании аэрозольной оптической толщины (АОТ) в ряде регионов при расчетах ДМС по [18] с данными реанализов САМЅ и MERRA-2. Отмечается существенное систематическое завышение АОТ, которое во многих районах, удаленных от антропогенных источников, превышает 0.2. Большие различия, до 0.4, также наблюдаются над юго-восточными промышленными провинциями Китая во все сезоны года, что, вероятно, связано с неопределенностями задания антропогенных эмис-



**Рис. 1.** Различия между среднемесячными значениями АОТ сульфатного аэрозоля на длине волны 550 нм, полученными по модели ИВМ РАН (численный эксперимент 1 согласно табл. 1) и по данным реанализов CAMS (левый столбец) и MERRA-2 (правый столбец) в январе, апреле, июле и октябре 2005 г.

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 4 2021

**Рис. 2.** Различия в концентрации ДМС ( $HM = MORE 10^{-9}/\pi$ ) между данными [26] и данными расчетов ДМС по [20], использованными ранее в [18], в январе и июле.

сий и в данной работе подробно анализироваться не будут. Наибольший интерес вызывает наблюдаемое заметное завышение модельной величины АОТ в высоких широтах южного полушария над океанами летом (в январе), а также в северном полушарии в высоких широтах и над центральными районами Евразии во все сезоны, кроме летнего. Кроме того, в течение всего года отмечается некоторое занижение АОТ в тропиках. Пространственные различия АОТ между модельными значениями АОТ и данными реанализа в целом получились похожими при использовании САМS и MERRA-2. Поэтому дальнейший анализ проведен только с использованием реанализа САМS.

Поскольку завышенные величины АОТ в высоких широтах южного полушария в теплый период года в районах, удаленных от источников антропогенных выбросов, могут определятся только ДМС, то для их уточнения в модель ИВМ были внесены некоторые изменения. Были использованы современные данные по концентрациям ДМС в приповерхностном слое по [26], которые получены с применением искусственных нейронных сетей к данным экспериментальных измерений ДМС в отдельных регионах мира. Сопоставление этих ланных с ранее использованными в [18] приведено на рис. 2. Видно заметное уменьшение новых концентраций ДМС в высоких широтах южного и северного полушария, где как раз наблюдались завышения АОТ сульфатного аэрозоля.

Наряду с этим была изменена параметризация потока ДМС из океана в атмосферу в соответствии с [27]. Эти данные были получены по результатам натурных экспериментов по соотношениям между наблюдениями за скоростью ветра и измерениями вертикальной скорости турбулентного потока ДМС. Для этого был уточнен расчет коэффициента обмена между морской поверхностью и воздухом *Kw* (см/ч), который, согласно данным рис. 8b в [27] для числа Шмидта *Sc* = 660, связан со скоростью ветра u10 на высоте 10 м следующим образом:

$$Kw_{Sc=660} = 0.7358 \ (u10^{1.391}). \tag{1}$$

Число Шмидта, характеризующее относительную роль молекулярных процессов переноса количества движения и переноса массы примеси диффузией, рассчитывается по [28]:

$$Sc = 2674.0 - 147.12T + 3.726T^2 - 0.038T^3$$
, (2)

где *Т* – температура воды в градусах Цельсия.

Приведенная степенная зависимость (1) позволяет более точно описывать зависимость при небольших скоростях ветра, чем линейная аппроксимация, предложенная самими авторами в статье, которая приводит к нереальным отрицательным величинам потоков при низких скоростях ветра. Предложенная параметризация увеличивает значения *Kw* на 1.5–2.5 см/ч при малых скоростях ветра до 4 м/с, несколько уменьшает величину *Kw* на 0.2–1 см/ч до скорости ветра 12 м/с и в целом более точно (с более высоким коэффициентом детерминации  $R^2 = 0.98$ ) описывает полученные результаты измерений.

Величина *Кw* используется при расчете потока диметилсульфида из океана в атмосферу в соответствии с:

$$F_{DMS} = K_W C_W, \tag{3}$$

где  $C_W$  — концентрация диметилсульфида в океане по данным [26]. Поток из атмосферы в океан считается пренебрежимо малым. Согласно [19], изменение коэффициента обмена при значениях числа Шмидта, не равных 660, проводилось путем введения дополнительного множителя (660/*Sc*)<sup>0.5</sup>.

Поскольку капли малых размеров могут оставаться жидкими и при очень низких температурах [29], то были уточнены параметризации, описывающие увеличение гравитационного осаждения за счет роста радиуса гидрофильных частиц при



Номер экспери- мента	Концент- рации ДМС в приповерх- ностном слое	Параметри- зация потока ДМС	Коэффициенты вымывания (м <sup>-1</sup> ) для конвективных и крупномасштабных осадков	Учет температуры при описании гравитационно го оседания	Учет покрытия льдом поверхности	Задание антропо- генных выбросов
1	По [19, 20] согласно [18]	По [19, 20] согласно [18]	420	<i>T</i> > 273.15 K	Нет	2005 г. по [8]
2	[26]	[27]	210 и 840	<i>T</i> > 233 K	Есть	2005 г. по [8]

Таблица 1. Описание задаваемых параметров при проведении численных экспериментов с климатической моделью ИВМ РАН

большой влажности для низких температур до значения T = 233 K, которые возможны в условиях высоких широт. Дополнительно введен учет ледового покрытия океана при расчете потока диметилсульфила в атмосферу: при наличии льла в ячейке поток ДМС обнулялся. Также были внесены уточнения в величины коэффициентов вымывания осадками, выпадающими из конвективной и крупномасштабной облачности. В частности, для конвективных осадков коэффициент вымывания задавался в 2 раза меньшим ( $K = 210 \text{ м}^{-1}$ ) за счет дополнительного учета процессов вовлечения аэрозоля и меньшего балла облаков внутри ячейки. Для условий крупномасштабных осадков, наоборот, коэффициент вымывания задавался более высоким ( $K = 840 \text{ м}^{-1}$ ). Эти величины примерно соответствуют параметрам, которые задавались в [30], которые соответственно были равны 210 м $^{-1}$ для конвективных и 750 м<sup>-1</sup> – для крупномасштабных осадков.

Описание особенностей задания параметров при проведении численных экспериментов по стандартной схеме (численный эксперимент 1) и новой схеме расчета (численный эксперимент 2) АОТ сульфатного аэрозоля приведено в табл. 1. Для выяснения качества расчета АОТ сульфатного аэрозоля естественного происхождения проводились сравнения с данными реанализа CAMS для районов, удаленных от антропогенных выбросов с преобладанием морской поверхности. В частности, были выбраны морские области высоких широт южного полушария (55°-65° ю.ш.), приэкваториальной зоны (5° с.ш.-5° ю.ш.), морской Арктической зоны северного полушария (70°-80° с.ш.) и зоны вокруг Северного полюса (80°-90° с.ш.). Зонально осредненные данные по АОТ и их сравнения с реанализом CAMS для января и июля приведены в табл. 2. Видно, что в целом наблюдается лучшее согласие новых данных расчетов АОТ (численный эксперимент 2) с данными CAMS. В частности, в высоких широтах южного полушария, в Антарктическом регионе, отмечается существенное уменьшение завышенной ранее величины АОТ на 0.054 летом (в январе) и на 0.013 зимой (в июле), что приводит к практически незначимым различиям АОТ с данными CAMS в пределах 0.01. Видно, что летом сульфатный аэрозоль естественного происхождения в этом регионе преобладает: его АОТ в три раза выше по сравнению с АОТ антропогенного происхождения. Зимой его доля существенно понижается, главным образом из-за меньшей концентрации и большей доли ледяного покрова.

Для высоких широт северного полушария, в Арктике, летом величина АОТэксп2 незначимо отличается от данных реанализа в отличие от завышенных значений АОТэксп1. В зимний период ее согласие с данными CAMS также улучшилось: разница с данными CAMS сократилась примерно на 0.05–0.06, однако значения остаются завышенными примерно на 0.05 относительно данных CAMS. Это завышение связано с сульфатным аэрозолем антропогенного происхождения, АОТ которого составляет примерно величину различий с данными CAMS и существенно больше его естественной составляющей (см. табл. 2). Вероятно, это определяется неточными эмиссиями антропогенного аэрозоля по [18].

В приэкваториальной зоне после введения новых данных результаты практически не изменились. АОТ несколько ниже (на 0.02) данных CAMS и мало меняется по сезонам. Небольшие концентрации ДМС связаны с высокими температурами приэкваториальных вод и невысокой биогенной активностью в этом регионе. Доля антропогенной составляющей по данным расчетов превышает долю естественной компоненты, но в целом она невелика, и указанное занижение может быть связано именно с недоучетом аэрозоля антропогенного происхождения.

Численные эксперименты показали, что основными факторами в уменьшении АОТ явились новые данные по ДМС, уточнение коэффициентов вымывания и учет отсутствия эмиссии ДМС из ячеек, покрытых льдом.

Рассмотрим, к чему привело использование новых данных в масштабе всего Земного шара. На рис. 3 отчетливо видно, что в январе наблюдается заметное сокращение сульфатного аэрозоля прак-

#### ЧУБАРОВА и др.

**Таблица 2.** Зонально осредненные величины АОТ на длине волны 550 нм, полученные в ходе первого (АОТэксп1) и второго (АОТэксп2) численных экспериментов с моделью ИВМ РАН, и их различия с данными реанализа САМS для районов, удаленных от источников антропогенных эмиссий над морской поверхностью

I I I				1			· · <b>r</b>	
	AOT <sub>CAMS</sub>	АОТэксп2	dAOT2 = AOTэксп2 – AOT <sub>CAMS</sub>	dAOT1 = AOTэксп1 – AOT <sub>CAMS</sub>	AOT <sub>CAMS</sub>	АОТэксп2	dAOT2 = AOTэксп2 – AOT <sub>CAMS</sub>	dAOT1 = AOTэксп1 – AOT <sub>CAMS</sub>
		январь			июль			
Антарктида 55°-65° ю.ш.	0.019	0.032 (0.0014, 0.0303)	0.013	0.067	0.003	0.008 (0.0030, 0.0050)	0.005	0.018
Арктика 70°–80° с.ш.	0.007	0.058 (0.0556, 0.0029)	0.051	0.101	0.020	0.024 (0.0210, 0.0030)	0.004	0.030
Зона вокруг Северного полюса 80°–90° с.ш.	0.007	0.061 (0.0575, 0.0033)	0.054	0.118	0.014	0.024 (0.0210, 0.0030)	0.010	0.036
Экватор 5° с.ш5° ю.ш.	0.040	0.018 (0.0115, 0.0065)	-0.022	-0.019	0.035	0.016 (0.0100, 0.0060)	-0.019	-0.015

Примечание. Для АОТэксп2 в скобках приведены антропогенная и естественная компоненты АОТ сульфатного аэрозоля.

тически повсеместно по сравнению со старыми ланными (см. верхнюю панель рис. 3). Причиной этого явления в континентальных районах стал, в первую очередь, более детализированный учет коэффициентов вымывания для осадков конвективного и крупномасштабного типов. Это в целом улучшает согласие с данными CAMS, особенно в южном полушарии и частично в высоких широтах северного полушария летом (ср. нижняя панель рис. 3 и 1). В то же время остается ряд проблемных территорий: излишне высокие значения АОТ еще наблюдаются зимой над Северной Евразией, и разнонаправленные тенденции завышения и занижения АОТ отмечаются над территорией Китая, что может быть вызвано несоответствием задания модельных источников эмиссий антропогенного аэрозоля реальным локальным источникам. В то же время над морскими акваториями вне зон влияния адвекции антропогенного аэрозоля наблюдается удовлетворительное согласие, что может также говорить об адекватном описании сульфатного аэрозоля естественного происхождения в модели. В низких широтах некоторое наблюдающееся занижение АОТ сульфатного аэрозоля, судя по особенно выраженным заниженным локальным точкам в индустриальных регионах (например, восточное побережье Северной Америки, Мексики, восточный Китай), связано с заниженными эмиссиями антропогенной компоненты сульфатного аэрозоля, принятыми в модельных расчетах.

#### Радиационные эффекты сульфатного аэрозоля

На основании уточненных значений АОТ был оценен радиационный эффект (*RFE*) на верхней границе атмосферы ( $B\Gamma A$ ) для всего сульфатного аэрозоля и его компоненты естественного проис-хождения согласно:

$$RFE = B(aerosol \_SO_4) - B(no \ aerosol \_SO_4), (4)$$

где *В* — коротковолновый радиационный баланс на ВГА.

Рассчитанные величины учитывали влияние сульфатного аэрозоля при средних условиях облачности. Поскольку сульфатный аэрозоль практически не поглощает в видимом диапазоне спектра, то его присутствие в атмосфере должно приводить к отрицательному радиационному эффекту, который проявляется в увеличении отражательной способности атмосферы и ведет к понижению температуры воздуха. В то же время в связи со значительными вариациями АОТ сульфатного аэрозоля антропогенного и естественного происхож-

2021



**Рис. 3.** Различия в АОТ сульфатного аэрозоля между результатами численных экспериментов dAOT = AOTэксп2-AOTэксп1 (верхняя панель) и между новыми данными AOTэксп2 и AOT<sub>CAMS</sub> (нижняя панель) в январе (а, в) и июле (б, г).



**Рис. 4.** Радиационный эффект сульфатного аэрозоля на  $B\Gamma A (BTM^{-2})$  в январе (а) и июле (б) 2005 г.

дения величина *RFE* имеет выраженную неоднородность в пространственном и временном распределении (рис. 4). В сезонном ходе в январе сульфатный аэрозоль разного генезиса представлен в северном и южном полушариях примерно одинаково, в то время как в июле он в основном сконцентрирован в северном полушарии. Годовые значения *RFE* меняются от -0.018 Втм<sup>-2</sup> в высоких широтах южного полушария при низкой высоте Солнца и очень малом аэрозольном содержании до -4.5 Втм<sup>-2</sup> – над районами Китая. Отметим, что оценки *RFE* в Китае несколько завы-

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 4 2021



Рис. 5. Зонально осредненные радиационные эффекты (*RFE*, Bтм<sup>-2</sup>) сульфатного аэрозоля естественного и антропогенного происхождения, *RFE*(e + a), и только естественного происхождения, *RFE*(e), (a), AOT сульфатного аэрозоля различного генезиса (легенда та же) (б), доля естественного аэрозоля в суммарном (в) в январе, июле и в целом за год.

шены по абсолютной величине в связи с локальным завышением эмиссий серосодержащих веществ (см. рис. 4).

Анализ зонально осредненных радиационных эффектов сульфатного аэрозоля естественного и антропогенного происхождения приведен на рис. 5а. Для сульфатного аэрозоля естественного происхождения минимальные по абсолютной величине годовые значения *RFE* порядка -0.01-0.02 Втм<sup>-2</sup> отмечаются в высоких широтах над Антарктическим континентом и в Арктике в связи с низкими высотами Солнца и удаленностью от антропогенных источников. В то же время над морским побережьем Антарктиды вследствие влияния увеличения зонально осредненного АОТ за счет эмиссий ДМС до 0.012 (см. рис. 5б) годовая величина *RFE* уже существенно выше, достигая -0.14 Втм<sup>-2</sup>, что является максимальным по абсолютному значению радиационным эффектом сульфатного аэрозоля естественного происхождения. Эти оценки соответствуют максимальным оценкам AOT = 0.012, приведенным в [5], которые, однако, отмечены в приэкваториальной зоне. В целом, годовые значения АОТ ДМС в [5] несколько выше наших расчетных значений (соответственно 0.01 и 0.005), что, вероятно, связано с уточнением концентраций ДМС по [26], которое используется в этой работе. В летнее время (январь) у берегов Антарктиды в период максимальных сезонных концентраций ДМС и относительно большой высоты Солнца *RFE* за счет аэрозоля естественного происхождения достигает -0.45 Втм<sup>-2</sup>. На рис. 5в видно, что в средних и высоких широтах южного полушария относительная доля аэрозоля этого генезиса преобладает, особенно в январе, когда ее величина доходит почти до 100%. Вследствие этого в южном полушарии летом максимальное по абсолютной величине значение RFE за счет суммарного эффекта естественного и антропогенного сульфатного аэрозоля лишь на 0.014 Втм<sup>-2</sup> выше RFE естественного сульфатного аэрозоля и равно -0.464 Втм<sup>-2</sup>.

В то же время в северном полушарии доля естественного аэрозоля существенно меньше, составляя 12—13% летом в высоких широтах и уменьшаясь до 4—7% зимой в средних и высоких широтах. Однако эти величины могут быть несколько заниженными вследствие возможного завышения антропогенной компоненты сульфатного аэрозоля в этом регионе (см. дискуссию выше). В низких широтах в связи с отсутствием значительных антропогенных эмиссий доля естественного аэрозоля несколько увеличивается.

Наибольшие по абсолютной величине годовые зонально осредненные значения *RFE*, свыше -0.7 Втм<sup>-2</sup>, отмечаются в области  $25^{\circ}-45^{\circ}$  с.ш., главным образом за счет влияния сульфатного аэрозоля антропогенного происхождения в Китае, на Ближнем Востоке и Средиземноморье. Отчетливо проявляются и сезонные особенности *RFE:* летом за счет большей высоты Солнца в средних и высоких широтах северного полушария он существенно больше, несмотря на более низкие АОТ по сравнению с зимним периодом. Максимальные зонально осредненные годовые значения *RFE* (-0.94 Втм<sup>-2</sup>) приурочены к промышленным районам Китая на широте  $36.5^{\circ}$  с.ш.

Общий радиационный эффект сульфатного аэрозоля в южном полушарии в связи с преобладанием аэрозоля естественного происхождения меньше, чем в северном, и составляет примерно 30%.

Согласно численным экспериментам, на 2005 г. среднеглобальное годовое значение *RFE* сульфатного аэрозоля равно -0.36 Втм<sup>-2</sup> и мало меняется по сезонам года (табл. 3). В целом *RFE* за счет

**Таблица 3.** Глобально осредненные значения радиационного эффекта на верхней границе атмосферы (Втм<sup>-2</sup>) за счет сульфатного аэрозоля естественного (*RFE* (*e*)) и антропогенного (*RFE* (*a*)) происхождения и суммарного их действия (*RFE*(*e* + *a*)), а также доля *RFE* естественного происхождения K = RFE (*e*)/*RFE* (*e* + *a*), %

	RFE (e)	RFE (a)	RFE(e+a)	K, %
Январь	-0.13	-0.22	-0.35	37
Июль	-0.06	-0.30	-0.36	16
Год	-0.07	-0.29	-0.36	20

Примечание. Эмиссии антропогенного аэрозоля задавались по данным на 2005 г.

естественного сульфатного аэрозоля составляет 20%, что хорошо согласуется с данными, приведенными в [11]. Однако отмечаются значительные вариации этой величины по сезонам. Особенно усиливается роль естественной компоненты сульфатного аэрозоля в январе, когда ее доля *RFE* достигает 37%. Радиационный эффект антропогенной составляющей сульфатного аэрозоля составляет порядка -0.29 Втм<sup>-2</sup> и несколько уменьшается по абсолютной величине в январе – до -0.22 Втм<sup>-2</sup> за счет уменьшения вклада *RFE* северного полушария в зимний период из-за низких высот Солнца и несколько меньших АОТ в средних широтах. Это близко к величинам, полученным в [1], согласно модельному эксперименту АЕROCOM II для периода с 1850 по 2010 г. [1, 2]. По этим данным величина радиационного форсинга сульфатного аэрозоля за счет антропогенных выбросов лежит в диапазоне от -0.13 до -0.61 Втм<sup>-2</sup> с медианой –0.34 Втм<sup>-2</sup>. Величина среднеглобального радиационного эффекта от сульфатного аэрозоля естественного происхождения меньше полученного в [5] (соответственно RFE = -0.07 и -0.23 Втм<sup>-2</sup>). Это связано, прежде всего, с уточнениями, сделанными по концентрациям ДМС в [26]. Вполне удовлетворительное согласие расчетных данных АОТ сульфатного аэрозоля в удаленных регионах с данными реанализа позволяет говорить о надежности полученных нами оценок по *RFE* аэрозоля естественного происхождения.

#### выводы

Уточнен расчет сульфатного аэрозоля естественного происхождения за счет эмиссии диметилсульфида (ДМС). Показано, что в результате существенно улучшилось согласие новых модельных оценок АОТ сульфатного аэрозоля с данными реанализа САМЅ над морскими поверхностями в разные сезоны года.

Рассчитаны радиационные эффекты сульфатного аэрозоля на верхней границе атмосферы с учетом влияния суммарного эффекта аэрозоля естественного и антропогенного происхождения

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА то

и только аэрозоля естественного происхождения. Получены значительные пространственные и сезонные вариации радиационного эффекта. Над морским побережьем Антарктиды вследствие влияния увеличения зонально осредненной величины АОТ до 0.012 за счет эмиссий ДМС годовая величина *RFE* достигает по абсолютной величине 0.14 Втм<sup>-2</sup>, что является максимальным радиационным эффектом сульфатного аэрозоля естественного происхождения. В то же время в январе в период максимальных сезонных концентраций ДМС и относительно большой высоты Солнца *RFE* за счет аэрозоля естественного происхождения вырастает по абсолютной величине до 0.45 Втм<sup>-2</sup>.

Для годовых зонально осредненных величин в области  $25^{\circ}-45^{\circ}$  с.ш *RFE* за счет аэрозоля естественного и антропогенного происхождения превышает 0.7 Втм<sup>-2</sup> по абсолютной величине за счет антропогенных выбросов в Китае, Средиземноморье и Ближнем Востоке.

Согласно численным экспериментам на 2005 г., среднеглобальное годовое значение *RFE* сульфатного аэрозоля равно -0.36 Втм<sup>-2</sup> и практически не меняется по сезонам года. В целом *RFE* за счет естественного сульфатного аэрозоля составляет 20%, однако отмечаются значительные вариации этой величины по месяцам. Особенно усиливается роль естественной компоненты сульфатного аэрозоля в январе, когда ее доля достигает 37%.

Величина среднеглобального радиационного эффекта от сульфатного аэрозоля естественного происхождения составляет RFE = -0.07 Втм<sup>-2</sup>, что меньше по абсолютной величине значения, полученного в [5]. Это связано, вероятно, с уточнениями пространственно-временного распределения концентрации ДМС по [26], которое было использовано в настоящей работе. Вполне удовлетворительное согласие расчетных данных АОТ сульфатного аэрозоля в удаленных регионах с данными реанализа позволяет говорить о надежности полученных нами оценок радиационного эффекта сульфатного аэрозоля естественного происхождения.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- IPCC: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, P.M. Midgley (eds.). Cambridge, UK; New York, NY, USA: Cambridge University Press, 2013. 1535 p.
- Myhre G., Samset B.H., Schulz M., Balkanski Y., Bauer S., Berntsen T.K., Bian H., Bellouin N., Chin M., Diehl T., Easter R.C., Feichter J., Ghan S.J., Hauglustaine, D.,

том 57 № 4 2021

Iversen T., Kinne S., Kirkevåg A., Lamarque, J.-F., Lin G., Liu X., Lund M.T., Luo G., Ma X., van Noije T., Penner J.E., Rasch P.J., Ruiz A., Seland, Ø., Skeie R.B., Stier P., Takemura T., Tsigaridis, K., Wang P., Wang Z., Xu L., Yu H., Yu F., Yoon J.-H., Zhang K., Zhang H., Zhou C. Radiative forcing of the direct aerosol effect from AeroCom Phase II simulations // Atmos. Chem. Phys. 2013. V. 13. P. 1853–1877.

- Myhre G., Myhre C.E.L., Samset B.H., Storelvmo T. Aerosols and their Relation to Global Climate and Climate Sensitivity // Nature Education Knowledge. 2013. V. 4(5): 7.
- 4. Boucher O., Randall D., Artaxo P., Bretherton C., Feingold G., Forster P., Kerminen V.-M., Kondo Y., Liao H., Lohmann U., Rasch P., Satheesh S.K., Sherwood S., Stevens B., Zhang X.Y. Clouds and Aerosols // Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. New York: Cambridge University Press, 2013. P. 571–659.
- Rap A., Scott C.E., Spracklen D.V., Bellouin N., Forster P.M., Carslaw K.S., Schmidt A., Mann G. Natural aerosol direct and indirect radiative effects // Geophys. Res. Lett. 2013. V. 40. P. 3297–3301.
- 6. *Seinfeld J.H., Pandis S.N.* Atmospheric chemistry and physics: from air pollution to climate change. JohnWiley & Sons, 2016. 1149 p.
- Zheng G., Wang Y., Wood R. et al. New particle formation in the remote marine boundary layer // Nat. Commun. 2021. V. 527. № 12. 1 AB.
- Hoesly R.M., Smith S.J., Feng L., Klimont Z., Janssens-Maenhout G., Pitkanen T., Seibert J.J., Vu L., Andres R.J., Bolt R.M., Bond T.C., Dawidowski L., Kholod N., Kurokawa J.-I., Li M., Liu L., Lu Z., Moura M.C.P., O'Rourke P.R., Zhang Q. Historical (1750–2014) anthropogenic emissions of reactive gases and aerosols from the Community Emissions Data System (CEDS) // Geosci. Model Dev. 2018. V. 11. P. 369–408.
- Andreae M.O. Ocean-atmosphere interactions in the global biogeochemical sulfur cycle // Marine Chem. 1990. V. 30. P. 1–29.
- Chin M., Rood R.B., Lin S.-J., Msfiller J-F., Thompson A.M. Atmospheric sulfur cycle simulated in the global model GOCART: Model description and global properties // J. Geophys. Res.: Atmos. 2000. V. 105. N

   D20. P. 24671–24687.
- Chin M., Savoie D.L., Huebert B.J., Bandy A.R., Thornton D.C., Bates T.S., Quinn P.K., Saltzman E.S., De Bruyn W.J. Atmospheric sulfur cycle simulated in the global model GOCART' Comparison with field observations and regional budgets // J. Geophys. Res.: Atmos. 2000. V. 105. P. 24689–24712.
- Chin M., Jacob D.J., Gardner G.M., Foreman M.S., Fowler Spiro P.A., Savoie D.L. A global three-dimensional model of tropospheric sulfate // J. Geophys. Res.: Atmos. 1996. V. 101. D13. P. 18667–18690.
- Chin M.A., Jacob D.J. Anthropogenic and natural contributions to tropospheric sulfate: A global model analysis // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 18691–18699.

- Yang Y., Wang H., Smith S.J., Easter R.C., Rasch P.J. Sulfate aerosol in the Arctic: Source attribution and radiative forcing // J. Geophys. Res.: Atmos. 2018. V. 123. P. 1899–1918.
- Carslaw K.S., Boucher O., Spracklen D.V., Mann G.W., Rae J.G.L., Woodward S., Kulmala M. A review of natural aerosol interactions and feedbacks within the Earth system // Atmos. Chem. Phys. 2010. V. 10. P. 1701–1737.
- Volodin E.M., Mortikov E.V., Kostrykin S.V., Galin V.Ya., Lykossov V.N., Gritsun A.S., Diansky N.A., Gusev A.V., Iakovlev N.G., Shestakova A.A., Emelina S.V. Simulation of the modern climate using the INM-CM48 climate model // Russian J. Numerical Analysis and Mathematical Modelling. 2018. V. 33. № 6. P. 367– 374.
- Володин Е.М., Дианский Н.А., Гусев А.В. Воспроизведение и прогноз климатических изменений в XIX–XXI веках с помощью модели земной климатической системы ИВМ РАН // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 4. С. 379–400.
- Володин Е.М., Кострыкин С.В. Аэрозольный блок в климатической модели ИВМ РАН // Метеорология и гидрология. 2016. № 8. С. 5–17.
- Putaud J., Nguyen C. Assessment of dimethylsulfide sea-air exchange rate // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. № D2. P. 4403–4441.
- 20. *Kettle A., Andreae M., Amourou D. et al.* A global database of sea surface dimethylsulfide (DMS) measurements and a procedure to predict sea surface DMS as a function of latitude, longitude, and month // Global Biogeochem. Cyc. 1999. V. 13. № 2. P. 399–444.
- Morcrette J.-J., Boucher O., Jones L., Salmond D., Bechtold P., Beljaars A. et al. Aerosol analysis and forecast in the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts Integrated Forecast System: Forward modeling // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. D06206.
- 22. Gelaro R.W., Mccarty M.J., Suárez R., Todling A., Molod L., Takacs C.A., Randles et al. The Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications, Version 2 (MERRA-2) // J. Climate. 2017. V. 30. https://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0758.1
- Courtier P., Thépaut J. N., Hollingsworth A. A strategy for operational implementation of 4D-Var, using an incremental approach // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1994. V. 120. № 519. P. 1367–1387.
- Molod A., Takacs L., Suarez M., Bacmeister J. Development of the GEOS-5 atmospheric general circulation model: evolution from MERRA to MERRA2 // Geosci. Model Dev. 2015. V. 8. P. 1339–1356.
- Kleist D., Parrish D., Derber J., Treadon R., Errico R., Yang R. Improving incremental balance in the GSI 3D-VAR analysis system // Monthly Weather Review. 2008. V. 137.

https://doi.org/10.1175/2008MWR2623.1

26. Wang W.-L., Song G., Primeau F., Saltzman E.S., Bell T.G., Moore J.K. Global ocean dimethyl sulfide climatology estimated from observations and an artificial neural network // Biogeosciences. 2020. V. 17. P. 5335–5354.

- Goddijn-Murphy L., Woolf D.K., Marandino C. Spacebased retrievals of air-sea gas transfer velocities using altimeters: Calibration for dimethyl sulfide // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. C08028.
- 28. Saltzman E.S., King D.B., Holmen K., Leck C. Experimental determination of the diffusion coefficient of di-

methylsulfide in water // J. Geophys Res. 1993. V. 98. P. 16481–16486.

- Облака и облачная атмосфера. Справочник / Под ред. Мазина И.П., Хргиана А.Х. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 646 с.
- Lohmann U., Feichter J., Chuang C., Penner J. Prediction of the number of cloud droplets in the ECHAM GCM // J. Geophys. Res. 1996. V. 104. № D8. P. 9169–9198.

# Improving the Calculation of the Sulfate Aerosol Evolution and Its Radiative Effects in the INM RAS Climate Model

N. E. Chubarova<sup>1, \*</sup>, A. A. Poliukhov<sup>1, \*\*</sup>, and E. M. Volodin<sup>2, \*\*\*</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, GSP-1, Lenin Hills, 1, Moscow, 119991 Russia <sup>2</sup>Institute of Numerical Mathematics of the Russian Academy of Sciences, Gubkin str., 8, Moscow, 119991 Russia

\*e-mail: natalia.chubarova@gmail.com

\*\*e-mail: aeromsu@gmail.com

\*\*\*e-mail: volodinev@gmail.com

The improvements of sulfate aerosol simulations from natural dimethyl sulfide (DMS) emissions in the INM RAS model provide a better agreement between the new model estimates and the data of the CAMS reanalysis. Using these data and new recommended anthropogenic emissions the radiation effects (*RFE*) of the sulfate aerosol of different genesis are calculated at the upper boundary of the atmosphere. The maximum (in absolute values) radiation effect of natural sulfate aerosol is observed due to high DMS emissions over the sea coast of Antarctica where the annual *RFE* value is  $-0.14 \text{ Wm}^{-2}$ , (up to  $-0.45 \text{ Wm}^{-2}$  in January). For the 25°-45° N area the annual zonally averaged *RFE* values exceed  $-0.7 \text{ Wm}^{-2}$  due to anthropogenic emissions. The average global annual *RFE* value of the sulfate aerosol for 2005 is  $-0.36 \text{ Wm}^{-2}$  without changing practically during the year. In general, the ratio of *RFE* due to natural sulfate aerosol comprises 20%, but there are significant variations in this value over the months with maximum in January, when this fraction reaches 37%.

Keywords: sulfate aerosol, dimethyl sulfide, numerical modeling, climate model of the INM RAS, radiative effects

УДК 551.510.42

# АНОМАЛИИ И ТРЕНДЫ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИЗЕМНОГО АЭРОЗОЛЯ В ЗАПАДНОМ ПОДМОСКОВЬЕ

© 2021 г. А. Н. Груздев<sup>а, \*</sup>, А. А. Исаков<sup>а, \*\*</sup>

<sup>а</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия \*e-mail: a.n.gruzdev@mail.ru

\*\**e-mail: a.a.isakov@mail.ru* Поступила в редакцию 09.03.2021 г. После доработки 10.04.2021 г. Принята к публикации 14.04.2021 г.

Приводятся результаты анализа аномалий и многолетних трендов массовой концентрации приземного аэрозоля на Звенигородской научной станции Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН по результатам измерений в 1991–2019 гг. Анализ выполнен с учетом зависимости концентрации аэрозоля от направления ветра. Рассмотрены три последовательных периода, существенно различающихся содержанием и изменчивостью аэрозоля: 1991–2002, 2003–2012 и 2013–2019 гг. Второй из них характеризуется частыми и особенно сильными аномалиями высоких значений концентрации аэрозоля. Определены отдельные направления и секторы направлений ветра, с наибольшей вероятностью способствующие низким и высоким значениям концентрации аэрозоля. Для всех трех периодов получены оценки линейных трендов аэрозоля, отличающиеся по величине и особенностям годового хода. Статистически значимые сезонные оценки трендов получены для зимы и весны периода 1, зимы, весны и осени периода 2, весны, лета и осени периода 3. Годовые оценки трендов отрицательные для всех периодов. Массовая концентрация приземного аэрозоля за последние 30 лет в целом уменьшилась, хотя уменьшение было неравномерным.

**Ключевые слова:** аэрозоль, массовая концентрация, тренд, аномалии **DOI:** 10.31857/S0002351521040064

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Атмосферный аэрозоль может поступать в атмосферу напрямую с земной поверхности и генерироваться в атмосфере в результате разнообразных физических, химических и биологических процессов [1–3]. Распределение аэрозоля и его источников в приземном слое атмосферы сильно неоднородно [4–7]. Поэтому содержание аэрозоля в каком-либо пункте наблюдений определяется местными условиями и атмосферным переносом.

На Звенигородской научной станции (ЗНС) Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, расположенной в сельской местности западнее Москвы, с 1991 г. выполняются регулярные измерения массовой концентрации приземного аэрозоля. На основании этих данных в [8, 9] получены оценки трендов аэрозоля в 1991–2002 и 2013– 2018 гг. (в [9] – в 2013–2019 гг.). Период 2003– 2012 гг. был исключен из анализа из-за частых аномально высоких значений концентрации аэрозоля, причина которых неясна. Для периодов 1991–2002 и 2013–2019 гг. получены отрицательные оценки трендов концентрации аэрозоля. Отрицательный знак трендов укладывается в общую тенденцию уменьшения содержания приземного аэрозоля, свойственную западной Европе (см. обзор литературы в [8, 9]). Однако аэрозольные тренды на ЗНС имеют характерные особенности. Одна из них заключается в наличии ярко выраженной сезонной зависимости трендов, а другая в том, что уменьшение концентрации аэрозоля в 2013—2019 гг. существенно сильнее, чем в 1991— 2002 гг. Таким образом, долговременные тенденции приземного аэрозоля, выраженные в виде оценок линейных трендов, изменяются со временем.

Выпавший из предшествующего анализа период 2003–2012 гг. представляет интерес. Повышение содержания приземного аэрозоля в течение такого длительного периода должно иметь долговременную причину. Ее можно предположительно связать с наличием дополнительного, возможно, регионального источника аэрозоля и/или с изменением атмосферного переноса такого рода, что в этот период чаще, чем обычно, имел место перенос из регионов с высоким содержанием аэрозоля. Выявление тенденций изменения концентрации аэрозоля в 10-летний период 2003–2012 гг. позволило бы дать более полную



Рис. 1. Карта западного Подмосковья с автодорогами. Положение ЗНС отмечено черным кружком.

картину аэрозольных трендов в течение всего, почти 30-летнего, периода измерений на ЗНС.

Цель представленной работы состоит в анализе аномалий приземной концентрации аэрозоля на ЗНС в 2003—2012 гг. в сравнении с предшествующим 12-летним периодом и оценке аэрозольных трендов в течение этих периодов. Для этого будут получены распределения аномалий концентрации аэрозоля в зависимости от направления атмосферного переноса. Оценка трендов аэрозоля будет получена с помощью модели множественной линейной регрессии, в которой учтена возможная зависимость концентрации аэрозоля от направления ветра.

# 2. ХАРАКТЕРИСТИКА ПУНКТА И ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Положение Звенигородской научной станции демонстрирует рис. 1. Она расположена в лесистой сельской местности западного Подмосковья. Ее расстояние от Московской кольцевой автодороги составляет немногим менее 40 км. На расстоянии 10 и 13 км южнее ЗНС проходят Можайское и Минское шоссе, а в 17 км севернее идет Новорижское шоссе – крупные автомагистрали с интенсивным движением.

Измерения массовой концентрации приземного аэрозоля на ЗНС начаты в 1991 г. Измерения с 1991 по 2003 г. выполнялись круглосуточно на проточном нефелометре В.Н. Сидоровым (ПНС) [10]. В 2001–2012 гг. проводились измерения на спектрополяриметре (СП), регистрирующем поляризационные компоненты индикатрисы рассеяния под углом  $45^{\circ}$  на длине волны 0.54 мкм. Прибор, его калибровка и методика измерений описаны в [11–13]. С 2012 г. проводятся измерения на серийном нефелометре ФАН. Работа всех приборов основана на едином принципе — регистрации интенсивности рассеянного под углом  $45^{\circ}$  света в проточной камере. Длины волн регистрируемого сигнала в трех приборах близки между собой.

Остановимся подробнее на калибровке приборов и взаимной привязке данных, полученных на разных приборах. Все приборы имели устройства оперативной калибровки. Калибровка ПНС и СП была основана на использовании фторопластовых экранов, водимых в рабочий объем прибора. Прибор ФАН располагает штатным калибратором в виде рассеивающей призмы. Первоначально ПНС и СП калибровались по газам (ПНС) или дымам (СП) в абсолютных единицах км<sup>-1</sup> ср<sup>-1</sup>. Призма ФАН имеет сертифицированную заводскую привязку.

Из регистрируемого сигнала исключался фон камеры и добавка, обусловленная молекулярным рассеянием. Фон камеры в приборе ФАН примерно равен вкладу молекулярного рассеяния. Фон СП оценивался по сигналу в чистом воздухе после его длительного отстоя в рабочей камере. Фон ПП определялся по сигналу в рабочей камере, заполненной фреоном с известными рассеивающими свойствами.



Рис. 2. Массовая концентрация аэрозоля (а) и ее десятичный логарифм (б).

Взаимная привязка данных, полученных на разных приборах, делалась в течение интервалов перекрытия 2001-2003 и 2012 гг. на основе регрессионных зависимостей. Многократно отбирались ситуации с большим, не менее одного порядка, размахом вариаций сигналов, регистрируемых синхронно работающими в течение 0.5-1 мес. приборами. Для них определялись коэффициенты корреляции и регрессии. Коэффициент корреляции между данными СП и ФАН составлял около единицы (0.98-0.99), коэффициент линейной регрессии тоже в среднем был близок к единице ( $1 \pm 0.05$ ). Корреляция между данными ПНС и СП была несколько хуже (0.93-0.95), возможно, из-за несовпадения положений приборов (разнос их воздухозаборников составлял около 30 м). Угловой коэффициент регрессии был в основном в пределах  $0.95 \pm 0.05$ . Стандартное отклонение от прямой регрессии в первом случае составил 3-10%, во втором случае - 10-15%.

Поскольку угловые коэффициенты регрессии для обеих пар приборов близки к единице, перенормировка данных не делалась. Привязка осуществлялась путем смещения данных одного прибора относительно данных другого прибора на величину средних значений свободных членов соответствующих линейных регрессий. По нашей оценке, рассогласованость данных всех трех приборов в процессе регистрации всего ряда не должна превышать 10-15%.

Значения массовой концентрации аэрозоля получены умножением измеренных под углом  $45^{\circ}$  коэффициентов направленного светорассеяния на коэффициент 2000. Это значение получено при сопоставлении наших данных с результатами измерений массовой концентрации аэрозоля фракции PM<sub>2.5</sub> на посте Мосэкомониторинга, расположенном на ЗНС [8].

Ряд ежедневных значений массовой концентрации аэрозоля и ее десятичного логарифма приведен на рис. 2. Период 1991–2003 гг. представлен данными ПНС, 2004–2012 гг. – данными СП, а последующий период – данными ФАН. Особенности этих данных более подробно описаны в [8].

Визуальный анализ рис. 2 указывает на общее уменьшение концентрации аэрозоля на протяжении измерительного периода. Однако интервал с 2003 по 2012 г. резко выделяется на общем фоне. Ему свойственны частые сильные аномалии высоких значений концентрации аэрозоля, а общий ход концентрации в этот период можно характеризовать нарастанием в начале и уменьшением в конце периода. Рисунок 26 показывает, что этот ход можно аппроксимировать сочетанием линейного и квадратичного трендов, причем вершина параболы (квадратичной функции – тренда) приходится примерно на середину периода.

В соответствии с рис. 2, полный период измерений разбивается на три интервала 1991–2002, 2003–2012 и 2013–2019 гг. В дальнейшем будем их для краткости называть периодами 1, 2 и 3 соответственно. Отметим, что данные измерений в интервалах 1 и 3 представлены данными, полученными на одном приборе, а смена прибора в течение интервала 2 приходится на начало интервала. Это, наряду с взаимной привязкой последовательных данных разных приборов, обеспечивает высокую степень однородности данных внутри каждого интервала.

# 3. МЕТОДЫ АНАЛИЗА

Для анализа в работе использованы значения логарифма концентрации аэрозоля, поскольку логарифм, в отличие от концентрации, достаточно хорошо соответствует гауссову распределению и для него можно применять соответствующий статистический аппарат. Аномалии концентрации аэрозоля в работе определяются следующим образом. Если значение логарифма концентрации превышает его среднее значение плюс 1.60, где **о** – среднеквадратичное отклонение логарифма концентрации, то такая концентрация относится к аномально высокой. Аналогично, если значение логарифма концентрации ниже его среднего значения за вычетом  $1.6\sigma$ , то такая концентрация считается аномально низкой. Значение коэффициента 1.6 выбрано из соображений. чтобы высокие и низкие аномалии составили по 5% (в сумме – 10%) от общего числа значений концентрации [14].

Для анализа зависимости аномалий аэрозоля от направления атмосферного переноса привлечены данные peaнализа ERA-Interim (https:// www.ecmwf.int/en/forecasts/datasets/reanalysis-datasets/era-interim) о зональной и меридиональной компонентах скорости ветра на изобарической поверхности 975 гПа (около 120 м над поверхность земли на ЗНС). Направления ветра мы разбили на восемь секторов с центрами, соответствующими основным румбам (северному, северовосточному и т.д.).

Анализ трендов выполнен с помощью модели множественной линейной регрессии, которая в общем виде может быть записана как [15]:

$$\mathbf{Y} = \mathbf{X}\boldsymbol{\beta} + \boldsymbol{\varepsilon},\tag{1}$$

где **Y** — вектор наблюдений длины *n* (анализируемый ряд), **X** — матрица предикторов (независимых переменных) размера ( $n \times p$ ), p — число предикторов, **β** — вектор неизвестных коэффициентов (искомых коэффициентов регрессии) длины p, **ε** — вектор ошибок (остатков) длины *n* (остаточный ряд). Если ряд ошибок є некоррелирован и подчиняется гауссову распределению, то ошибки искомых регрессионных коэффициентов находится при решении системы (1) стандартным методом наименьших квадратов. Однако если ряд є коррелирован, то необходимо внести поправки в ошибки коэффициентов регрессии [15]. В [16, 17] нами предложен метод учета автокорреляции остаточного ряда е в большом диапазоне временных масштабов. Остаточный ряд представляется в виде процесса авторегрессии, порядок которой может быть намного больше 1. Этот метод применялся для анализа аэрозольных данных [8, 9] и также использован в настоящей работе. Порядок авторегрессии в представлении остаточного ряда авторегрессионным процессом принят, в соответствии с [8], равным 400.

Регрессионная модель (1) применялась порознь для каждого из периодов 1, 2 и 3. В качестве зависимой переменной в модели использован логарифм концентрации аэрозоля. В этом случае ошибка регрессионного представления (остаточный ряд *e*) удовлетворяет гауссову распределению [8], и для нее применим соответствующий аппарат оценивания статистической значимости регрессионных оценок [15].

В качестве предикторов (независимых переменных) в регрессионную модель включены свободный член, линейный по времени член (для описания линейного тренда), квадратичный член (для учета квадратичного тренда) и переменные, описывающие изменение направления ветра. Квадратичный член симметричен относительно середины анализируемого периода. Таким образом, он не влияет на значение линейного тренда. Его назначение — аппроксимировать нелинейный ход концентрации аэрозоля в 2003–2012 гг. Квадратичный тренд в регрессионной модели сохранен и при анализе данных за другие периоды (также с центрированием на середину соответствующего периода).

Направление ветра однозначно определяется значениями синуса и косинуса соответствующего ему угла (обозначим его ф). Таким образом, временные ряды sin $\phi$  (*t*) и cos $\phi$  (*t*), где *t* – время, служат независимыми переменными (столбцами матрицы предикторов в (1)). Соответствующие им регрессионные коэффициенты в характеризуют чувствительности логарифма концентрации аэрозоля к изменениям этих переменных. Поскольку сами переменные являются гармоническими функциями направления ветра, то значения их коэффициентов регрессии (пусть это  $\beta_s$  и  $\beta_c$ ) определяют направление ветра, для окрестности которого получены регрессионные (среднеквадратичные) оценки чувствительности. По ним можно определить направление ветра ( $\phi_{e}$ ), с которым преимущественно связаны высокие значе-



**Рис. 3.** Годовая (а), зимняя (б) и летняя (в) розы ветров для периодов 1991–2002 гг. (штриховые кривые), 2003–2012 гг. (сплошные кривые) и 2013–2019 гг. (пунктирные кривые).

ния концентрации аэрозоля. Тогда противоположное ему направление  $\phi_{\mu} = \phi_{e} + \pi$  способствует низким значениям концентрации. Вклад переноса в концентрацию аэрозоля наиболее существен при направлениях ветра  $\phi_{e}$  и  $\phi_{\mu}$ .

В рассмотренной простейшей зависимости концентрации аэрозоля от направления ветра высокие и низкие значения концентрации аэрозоля связываются с переносом с диаметрально противоположных направлений. Такое не всегда соответствует действительности. Поэтому мы дополнили независимые переменные рядами sin  $2\varphi(t)$ , cos  $2\varphi(t)$  и sin  $3\varphi(t)$ , cos  $3\varphi(t)$ . Их члены являются второй и третьей гармониками соответствующих членов двух рассмотренных перед этим рядов. Всем трем парам независимых переменные коэффициенты, определяемые при решении системы (1).

Направление переноса, при котором в основном наблюдается высокое содержание аэрозоля, определяется путем нахождения максимума функции  $\Sigma_n \{\sin(n\varphi) + \cos(n\varphi)\}$  при изменении угла  $\varphi$  в пределах от 0 до  $2\pi$ . Аналогично, направление переноса, при котором в основном наблюдается низкое содержание аэрозоля, определяется путем нахождения максимума модуля этой функции при отрицательном значении самой функции.

С целью учета годового хода аэрозоля, сезонной зависимости его трендов и сезонной зависимости эффектов переноса значения регрессионных коэффициентов  $\beta$  в (1) представлены в виде разложения в ряд Фурье по парам синус—косинус, соответствующим гармоникам годового хода. В разложении свободного члена использовано две гармоники: годовая и полугодовая. В разложениях остальных коэффициентов использовано четыре гармоники. В итоге, число неизвестных коэффициентов в (1) составило 77. Этот вариант регрессионной модели использован для оценки зависимости концентрации аэрозоля от направления ветра.

Представленные далее оценки аэрозольных трендов получены с помощью более сложного варианта регрессионной модели. Можно предположить, что зависимость концентрации аэрозоля от направления ветра разная при разных значениях концентрации. Для учета такой возможности мы рассмотрели три градации концентрации аэрозоля: аномально низкие (по уровню 1.6 для логарифма концентрации; см. выше), аномально высокие (по тому же критерию) и промежуточные. Значения независимых переменных, описывающих влияние направления ветра в пределах какой-либо градации (гармонических функций угла направления ветра), заменялись нулями, если концентрация аэрозоля не принадлежала этой градации. Таким образом, все переменные, описывающие в модели (1) влияние направления ветра, взаимно ортогональны (независимы).

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

#### 4.1. Вероятности аномалий

На рис. 3 представлены годовая, зимняя и летняя розы ветров (вероятности ветра основных румбов) на изобарической поверхности 975 гПа в окрестности ЗНС для периодов 1, 2 и 3. Розы ветров для периодов 1 и 3 в целом близки между собой. Годовая роза ветров для периода 2 близка к годовым розам ветров для двух других периодов (рис. 3а), но сезонные розы ветров для периода 2 отличаются от сезонных роз ветров для двух других периодов. Так, общей особенностью зимней и летней роз ветров в период 2 является уменьшение вероятности ветров западного и северо-западного направлений и увеличение вероятности



**Рис. 4.** Количество случаев низких (а) и высоких (б) значений концентрации аэрозоля в 1991–2002 гг. (серые кривые) и 2003–2012 гг. (черные кривые), связанных с переносом с различных направлений.

ветра юго-восточного направления по сравнению с периодами 1 и 3 (рис. 3а, 3б).

Последующий анализ мы в основном проведем на основе сопоставления результатов для периодов 1 и 2.

Рисунок 4 показывает распределение числа низких и высоких значений концентрации аэрозоля (по критерию 1.6 $\sigma$ ) в течение периодов 1 и 2. Малая концентрация чаше наблюдалась при ветре северо-западного и западного румбов, а большая концентрация — при ветре юго-западного и южного румбов.

Сопоставление рис. 4а с 3а указывает на сильные различия распределений повторяемости ветра и повторяемости низких значений концентрации аэрозоля (последняя пропорциональна числу аномалий на рис. 4а). В то же время рис. 4б и 3а имеют общую особенность: повторяемость ветра и повторяемость высоких значений концентрации аэрозоля максимальны для южного и юго-западного направлений. При этом отметим, что количество случаев с высокой концентрацией при таких ветрах в период 2 заметно увеличилось (рис. 4б) при меньшей длительности этого периода наблюдений по сравнению с периодом 1, хотя повторяемости ветра для двух периодов примерно одинаковы (рис. 3).

Для выявления направлений ветра, с которыми связаны аномально высокие или аномально низкие значения концентрации аэрозоля, выполнен дополнительный анализ. Рисунок 5а показывает вероятность низких, а рис. 5б — вероятность высоких значений концентрации в зависимости от направления ветра в периоды 1 и 2 зимой, весной (только для периода 2), летом и в целом за год. Чтобы не перегружать рисунки, на рис. 5а приведены летние распределения, а на рис. 5б — зимние. Для этих сезонов получены наибольшие вероятности низких и высоких концентраций аэрозоля соответственно (при определенных направлениях ветра).

Согласно диаграммам на рис. 5а, малое содержание аэрозоля с наибольшей вероятностью наблюдается при ветре северо-западного направления, а летом — в течение периода 1 и при западном ветре. В этих случаях вероятность аномально низких значений концентрации аэрозоля на ЗНС (по критерию  $1.6\sigma$ ) составляет около 15%. Вероятность низких значений концентрации в летние сезоны периода 1 достаточно велика (около 10%) и для большинства других направлений ветра. Для летних сезонов периода 2 диаграмма вероятности более узкая. Аномально низкие значения концентрации аэрозоля можно ожидать в основном при ветре с западной составляющей.

Важная особенность распределений на рис. 5а состоит в том, что вероятность аномально низких концентраций аэрозоля при восточном ветре мала, а в течение периода 2 близка к нулю.

Аномально высокие концентрации аэрозоля зимой на ЗНС наиболее вероятны при ветрах восточного, южного и юго-восточного направлений (рис. 5б). Диаграммы вероятностей для зимних сезонов 1-го и 2-го периодов существенно различаются. Наибольшая вероятность высоких



**Рис. 5.** Вероятность низких (а) и высоких (б) значений концентрации аэрозоля в зависимости от направления ветра в 1991–2002 гг. (серый цвет) и 2003–2012 гг. (черный цвет) зимой (штриховые кривые), летом (пунктир), весной (штрих-пунктир) и в целом за год (сплошные кривые). Точки на сезонных кривых указывают на 90% статистическую достоверность соответствующего значения.

аномалий (15%) в 2003–2012 гг. была связана с южным ветром, а в 1991–2002 гг. – с восточным ветром, хотя южное направление ветра в этот период также довольно часто (с вероятностью 10%) сопровождалось аномалиями концентрации. При всем этом подчеркнем, что вероятность высоких аномалий при юго-западном ветре в течение обоих периодов не мала (около 5%) и, в сочетании с вытянутой в этом направлении розой ветров (рис. 3а, 3б), обеспечивает большое количество аномальных значений (рис. 4б).

Необходимо отметить, что в весенние сезоны 2003–2012 гг. сектор направлений ветра, с которыми связаны высокие концентрации аэрозоля, значительно шире (штрихпунктирная кривая на рис. 5б). Он включает практически все направления, кроме северо-западного, а большая вероятность (свыше 10%) аномально высоких концентраций отмечена при северо-восточном, восточном, южном и юго-западном ветрах. Это указывает на то, что источник большой концентрации аэрозоля в этот период не локализован по направлению ветра. Источники были, вероятно, рассредоточены в регионе.

#### 4.2. Результаты регрессионного анализа

Включение в регрессионную модель предикторов, учитывающих влияние на аэрозоль направления ветра, позволило, во-первых, оценить вклад вариаций направления ветра в изменчивость аэрозоля и определить направления ветра с максимальным влиянием на содержание аэрозоля. Во-вторых, это привело к уменьшению ошибок аэрозольных трендов и позволило получить статистически значимые оценки трендов не только для периодов 1 и 3, но и для периода 2003—2012 гг. с аномально высокими значениями концентрации аэрозоля на ЗНС.

4.2.1. Эффекты переноса. Рисунки ба, бб показывают направления ветра, с которыми связаны низкие и высокие значения концентрации аэрозоля в зависимости от месяца, сезона и в целом за год для первого и второго периодов измерений. Сразу отметим вполне хорошее соответствие сезонных и годовых оценок направления ветра результатам анализа, представленным выше. Например, большие концентрации аэрозоля зимой в период 1 связаны главным образом с восточным ветром (черная кривая на рис. 6а), а в период 2 – с южным ветром (черная кривая на рис. 66), что соответствует зимним диаграммам на рис. 5б. Другие сезонные оценки направлений ветра на рис. 6, включая весенние и осенние оценки, тоже соответствуют результатам, полученным при анализе диаграмм вероятностей в разделе 4.1 (на рис. 5 приведена только часть этих результатов). При сопоставлении результатов следует, однако, иметь в



**Рис. 6.** (а, б) – Годовая (точки в левых частях рисунков), месячные (кривые в средних частях рисунков) и сезонные (кривые в правых частях рисунков) оценки направлений ветра, с которыми связаны низкие (показано серым цветом) и высокие (показано черным цветом) значения концентрации аэрозоля для периодов 1991–2002 гг. (а) и 2003–2012 гг. (б). Приведены только значения, соответствующие статистически значимым оценкам на графиках (в, г). (в, г) – Соответствующие им оценки приращений логарифма концентрации аэрозоля lg*M* в процентах относительно среднего значения lg*M*. Вертикальные отрезки – 95% доверительные интервалы.

виду, что диаграммы на рис. 5 отражают аномально низкие и высокие (по критерию 1.6σ) значения концентрации, а результаты, представленные на рис. 6, получены по всей совокупности аэрозольных данных.

Помесячное распределение направления ветра, представленное серой кривой на рис. 6а, для периода l говорит о том, что направления ветра, с которыми связано малое содержание аэрозоля, в течение года сильно варьировало. По контрасту с этим низкое содержание аэрозоля в период 2 наблюдалось в основном при ветре из сектора, заключенного между северным и западным направлениями (серая кривая на рис. 6б). Эта особенность, однако, свойственна не только периоду 2. В последующий за ним период 3 направление, с которым связаны малые концентрации аэрозоля, еще меньше варьирует в течение года вблизи северо-западного направления (соответствующий рисунок не приводим).

Сопоставляя помесячные распределения этих зависимостей для трех последовательных периодов, мы видим, что условия, сопутствующие низким значениям приземного содержания аэрозоля на ЗНС, изменялись в течение примерно 30-летнего периода измерений. В итоге сектор направлений переноса, вызывающего уменьшение концентрации аэрозоля, существенно сузился до преимущественно северо-западного румба. Причем, согласно оценкам линейных трендов (см. ниже, а также [8, 9]), это сопровождалось долговременным уменьшением концентрации аэрозоля.

Черная кривая на рис. ба показывает, что направление ветра, способствующее большому содержанию аэрозоля, варьировало в течение года в период 1 в широком секторе от юго-западного до (против часовой стрелки) северо-восточного направлений, в сумме охватывающем полукруг. В этом же широком секторе заключены вариации направления ветра, способствующего большому содержанию аэрозоля, в период 3 (рисунок не приводится). Общей для этих двух периодов особенностью помесячных распределений служит изменение направления весной от восточного (для периода 3 — от северо-восточного) румба к юго-западному румбу с последующим возвратом к прежнему направлению.

Сектор направлений ветра, способствующих высокому содержанию аэрозоля в период 2 в целом уже, чем в периоды 1 и 3 (рис. 6б). При этом выделяются два направления. С октября по январь высокие значения концентрации аэрозоля преимущественно связаны с ветрами с преобладанием южной компоненты, а в остальное время года – с ветрами с преобладанием восточной компоненты.

Таким образом, высокие и низкие значения концентрации аэрозоля на ЗНС в 2003–2012 гг. связаны, если рассматривать полный массив аэрозольных данных, с отдельными направлени-

ями ветра. Но мы должны иметь в виду, что зависимость аномально высоких значений концентрации (по критерию  $1.6\sigma$ ) от направления ветра может быть более сложной (см. весеннюю диаграмму на рис. 5б).

На рис. 6в, 6г приведены среднестатистические оценки приращений логарифма концентрации аэрозоля (по отношению к среднему значению логарифма) при направлениях ветра, представленных на рис. 6а, 6б. Оценка увеличения логарифма концентрации за счет переноса с этих направлений в период 1 варьирует в течение года в основном в окрестности 5% (рис. 6в). Такой же порядок величины составляет уменьшение логарифма концентрации при соответствующих направлениях ветра. Увеличение и уменьшение логарифма концентрации в период 2 примерно в два раза больше, чем в период 1 (рис. 6г). Таким образом, вклад изменений направления ветра в вариации логарифма концентрации в среднем за месяц составляет обычно порядка 10% в период 1 и порядка 20% в период 2. Таким вкладом не стоит пренебрегать при анализе трендов аэрозоля.

4.2.2. Линейные тренды. На рис. 7 приведены оценки линейных трендов для трех периодов, полученные с учетом (черные кривые и точки) и без учета (серые кривые и точки) направления ветра. Учет изменений направления ветра в регрессионной модели в целом незначительно повлиял на величину трендов, за исключением оценок трендов в отдельные месяцы. Однако он привел к существенному уменьшению доверительных интервалов (к повышению статистической достоверности) трендов. Слабое влияние изменений направления ветра на значения трендов указывает на то, что в пределах каждого из периодов не было заметных тенденций изменения атмосферного переноса, которые бы внесли вклад в линейные тренды аэрозоля.

Пунктирной кривой на рис. 7а показаны оценки тренда из работы [9]. Расхождение зимних оценок связано с тем, что в [8, 9] учитывалось влияние на содержание аэрозоля Североатлантического колебания (САК). Зимние значения индекса САК в период 1 имеют трендовую составляющую, и это отразилось на зимних оценках аэрозольного тренда в [8, 9] через связь концентрации аэрозоля с индексом САК на меньших временных масштабах.

Согласно рис. 7, для всех трех периодов получены отрицательные годовые оценки трендов аэрозоля. Линейный по логарифму концентрации тренд составил около -0.7 и -0.6% в год в течение периодов 1 и 2 соответственно и -2.7% в год в течение периода 3.

Годовые вариации месячных оценок трендов для периодов 1 и 2 имеют общие особенности: отрицательные значения трендов в зимне-весенний сезон, отсутствие тренда летом, отрицательный тренд осенью (статистически незначимый в период 1), изменение знака тренда в конце осени до положительного значения тренда в начале зимы (статистически незначимого в период 1). Отдельные фрагменты этой зависимости свойственны и периоду 3. Так, локальные экстремумы отрицательных месячных трендов в феврале и октябре присутствуют на всех трех графиках рис. 7.

Отметим другие общие особенности линейных трендов в периоды 1 и 2. Экстремальные значения месячных оценок составляют около -2% в год для обоих периодов (в январе-феврале в период 1 и в сентябре-октябре в период 2). Для обоих периодов получены отрицательные, статистически значимые, зимние и весенние оценки трендов. При этом тренды в период 1 примерно вдвое сильнее.

Отличительной особенностью периода 2 по сравнению с периодом 1 является наличие статистически значимого тренда осенью (рис. 7б). Из четырех сезонных оценок трендов для периода 2 три оценки (исключая летнюю) статистически значимы.

Основная особенность периода 3 — отрицательный тренд аэрозоля в конце весны и летом (рис. 7в). Он обсуждался в [8, 9] и предположительно связан с уменьшением летних значений приземной температуры в регионе [9]. Однако для количественной оценки вклада температуры в аэрозольные тренды требуется специальный анализ.

Большие (по модулю) значения тренда в период 3, выраженные в процентах, частично обусловлены меньшими значениями средней концентрации аэрозоля и ее логарифма после 2012 г. по сравнению с предшествующим 20-летним периодом (рис. 2). На правых вертикальных осях рис. 7а, 7в приведены годовые изменения концентрации аэрозоля в абсолютных единицах, соответствующие значениям линейного тренда логарифма концентрации, отложенным по левым осям. Различия в изменениях концентрации не столь велики. В частности, изменения концентрации для февралей 1-го и 3-го периодов (то есть в аналогичных экстремумах соответствующих кривых) имеют один порядок величины.

Общая для периодов 2 и 3 особенность – статистически значимые осенние оценки трендов.

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В работе исследована зависимость аномалий массовой концентрации аэрозоля в приземном слое атмосферы на Звенигородской научной станции от направления ветра на верхней границе приземного слоя (~120 м). Рассмотрены три последо-



**Рис.** 7. Годовая, месячные и сезонные оценки линейного тренда логарифма концентрации аэрозоля и их 95% доверительные интервалы в 1991–2002 (a), 2002–2012 гг. (б) и 2013–2019 гг. (в). Правые вертикальные оси показывают соответствующие трендам изменения концентрации аэрозоля. Сплошные черные кривые соответствуют оценкам, полученным с учетом, а сплошные серые кривые – без учета направления ветра. Пунктирные кривые – оценки, полученные в [9]. Вертикальные отрезки – 95% доверительные интервалы.

вательных периода, существенно различающихся содержанием и изменчивостью аэрозоля и составляющих в сумме почти 30-летний непрерывный ряд аэрозольных измерений с 1991 по 2019 г.

Определены отдельные направления или секторы направлений ветра, с наибольшей вероятностью способствующие низким и высоким значениям концентрации аэрозоля. Эти направления

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 4 2021

варьируют в течение года. Низкое содержание аэрозоля чаще связано с ветром северо-западного румба. Высокое содержание в большей степени связано с ветром, имеющим восточную и/или южную компоненты. Эти направления ориентированы в сторону Москвы и на близко расположенные автомагистрали (рис. 1). Однако такое соседство нельзя рассматривать в качестве основной причины аномалий с высоким содержанием аэрозоля, поскольку период особо сильных аномалий (2003— 2012 гг.) не был исключительным по интенсивности автомобильного движения по сравнению с последующим периодом.

Анализ вероятности высоких аномалий в зависимости от направления ветра (рис. 46, 56, 66), с одной стороны, выявил особенности периода 2003—2012 гг., но, с другой стороны, не позволяет на данном этапе сделать определенный вывод о возможной причине необычно сильных аномалий в этот период. В частности, зимняя диаграмма вероятности для этого периода на рис. 56 указывает на южное направление как направление на потенциальный источник аномалий. Однако весенняя диаграмма говорит о том, что источник рассредоточен по направлениям. Это противоречие трудноразрешимо, если предположить, что источник (источники) аномалий находился в окрестности московского мегаполиса.

Направление ветра в пункте измерений не может в полной мере характеризовать траекторию переноса аэрозоля в этот пункт. Можно предположить, что необычно сильные аномалии аэрозоля в 2003-2012 гг. связаны с более удаленным районом (районами) и проявились в аэрозольных данных на ЗНС благодаря изменению крупномасштабной конфигурации атмосферного переноса. Возможно, это изменение отразилось локально в розе ветров в этот период (рис. 36, 3в). Другой причиной необычных аномалий могло бы быть изменение местных (региональных) условий формирования аэрозольных частиц, приводящее к росту массовой концентрации аэрозоля, например, к образованию оптических дымок. Оба эти предположительных механизма могут действовать одновременно и быть следствием климатической изменчивости.

Для идентификации регионов-источников аэрозольных аномалий можно дополнительно привлекать траекторные методы анализа [18]. Большую пользу могли бы принести химикотранспортные модели.

Учет влияния направления ветра на содержание аэрозоля позволил получить оценки аэрозольных трендов на протяжении всего периода аэрозольных измерений на ЗНС. Годовые оценки линейных трендов отрицательны для всех трех выделенных периодов измерений (1991–2002, 2003–2012 и 2013–2019 гг.). Месячные оценки трендов для всех периодов в основном отрицательны или близки к нулю, за исключением декабря, для которого выявлен многолетний рост концентрации аэрозоля. Общими для трех периодов особенностями годового хода месячных оценок являются отрицательные тренды в конце зимы (февраль) и середине осени (осенний тренд статистически незначим в 1-й период).

Экстремальные отрицательные значения месячных оценок трендов близки в периоды 1 и 2 (-2% в год), но значительно больше (по модулю) в период 3. Основная особенность периода 3 – сильный отрицательный тренд аэрозоля в конце весны и летом. Его интерпретация требует, на наш взгляд, учета изменений температуры.

Статистически значимые сезонные оценки линейных трендов с учетом вариаций направления ветра получены для зимы и весны периода 1, зимы, весны и осени периода 2, весны, лета и осени периода 3.

Анализ трендов показал, что массовая концентрация приземного аэрозоля в западном Подмосковье за последние 30 лет в целом уменьшилась, хотя уменьшение было неравномерным.

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Ивлев Л.С.* Химический состав и структура атмосферных аэрозолей. Ленинград: Изд. Ленинградского университета, 1982. 366 с.
- Prospero J.M., Charlson R.J., Mohnen V., Jaenicke R., Delany A.C., Moyers J., Zoller W., Rahn K. The atmospheric aerosol system: An overview // Rev. Geophys. 1983. V. 21. № 7. P. 1607–1629
- Atmospheric aerosols: Life cycles and effects on air quality and climate / Eds. C. Tomasi, S. Fuzzi, A. Kokhanovsky. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2017. 690 p.
- Hatzianastassiou N., Gkikas A., Mihalopoulos 1N., Torres O., Katsoulis B.D. Natural versus anthropogenic aerosols in the eastern Mediterranean basin derived from multiyear TOMS and MODIS satellite data // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. D24202.
- Chazette P, Raut J.-C., Dulac F, Berthier 1S., Kim S.-W., Royer P, Sanak J., Loaëc S., Grigaut-Desbrosses H. Simultaneous observations of lower tropospheric continental aerosols with a ground-based, an airborne, and the spaceborne CALIOP lidar system // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. DooH31.
- Taylor M., Kazadzis S., Amiridis V., Kahn R.A. Global aerosol mixtures and their multiyear and seasonal characteristics // Atmos. Environ. 2015. V. 116. P. 112–129.
- Liu Y., Zhu Q., Wang R., Xiao K., Cha P. Distribution, source and transport of the aerosols over Central Asia // Atmos. Environ. 2019. V. 210. P. 120–131.
- Груздев А.Н., Исаков А.А., Аникин П.П. Многолетние тренды массовой концентрации приземного аэрозоля на Звенигородской научной станции Ин-

ститута физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 12. С. 957–964.

- Gruzdev A.N., Isakov A.A., Anikin P.P. Long-term trends in the mass concentration of near-surface aerosol at Zvenigorod Scientific Station of the A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS from 1991-2019 measurements // IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci. 2020. V. 606. 012017. P. 1–7. https://doi.org/10.1088/1755-1315/606/1/012017.
- Сидоров В.Н. Сезонный и суточный ход содержания сухой фракции субмикронного аэрозоля в приземном слое // Труды конференции "Физика атмосферного аэрозоля", Москва, 1999. С. 356–367.
- 11. Исаков А.А., Бегунов С.Л., Головятинский С.А., Тихонов А.В. Спектрополяриметрические исследования натурного аэрозоля. // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 6. С. 556–561.
- 12. Исаков А.А., Груздев А.Н., Тихонов А.В. О долгопериодных вариациях оптических и микрофизических параметров приземного аэрозоля // Оптика атмосферы и океана. 2005. Т. 18. № 5–6. С. 393–399.
- 13. Исаков А.А., Груздев А.Н. Долгопериодные вариации оптических и микрофизических параметров приземного аэрозоля на Звенигородской научной

станции // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45. № 2. С. 245–254.

- Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. Москва: Мир, 1989. 540 с. (перевод с: Bendat J.S., Piersol A.G. Random data: Analysis and measurement procedures. New York: John Wiley & Sons, 1986)
- 15. *Draper N.R., Smith H* Applied regression analysis. New York: John Wiley & Sons, 1998. 705 p.
- 16. Груздев А.Н. Учет автокорреляции в задаче линейной регрессии на примере анализа общего содержания NO<sub>2</sub> в атмосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 1. С. 73–82.
- Gruzdev A.N. Accounting for long-term serial correlation in a linear regression problem // IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci. 2019. V. 231. 012020. P. 1–10. https://doi.org/0.1088/1755-1315/231/1/012020
- Shukurov K.A., Postylyakov O.V., Borovski A.N. Shukurova L.M, Gruzdev A.N., Elokhov A.S., Savinykh V.V., Mokhov I.I., Semenov V.A., Chkhetiani O.G., Senik I.A. Study of transport of atmospheric admixtures and temperature anomalies using trajectory methods at the A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics // IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci. 2019. V. 231. 012048. P. 1–10.

#### https://doi.org/10.1088/1755-1315/231/1/012048

# Anomalies and Trends in the Mass Concentration of Near-Surface Aerosol in the Western Part of Moscow Region

# A. N. Gruzdev<sup>1, \*</sup> and A. A. Isakov<sup>1, \*\*</sup>

<sup>1</sup>Obukhov Institute of Atmospheric Physiscs, Russian Acadamy of Sciences, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia \*e-mail: a.n.gruzdev@mail.ru

\*\*e-mail: a.a.isakov@mail.ru

Results of analysis of anomalies and long-term trends in the mass concentration of near-surface aerosol at the Zvenigorod Scientific Station of the A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics according to measurements in 1991–2019 are presented. The analysis was performed taking into account the dependence of the aerosol concentration on the wind direction. Three consecutive periods with significantly different aerosol content and variability are considered: 1991–2002, 2003–2012, and 2013–2019. The second period is characterized by frequent and especially strong anomalies of high aerosol concentrations. The individual wind directions and wind direction sectors that are most likely to contribute to low and high aerosol concentrations are determined. For all the three periods, estimates of linear aerosol trends have been obtained, which differ in the magnitude and annual variation. Statistically significant seasonal trend estimates have been obtained for winter and spring of period 1, winter, spring and autumn of period 2, and spring, summer and autumn of period 3. Annual trend estimates are negative for all the periods. The mass concentration of near-surface aerosol has generally decreased over the past 30 years, although the decrease was nonuniform.

Keywords: aerosol, mass concentration, trend, anomalies

УДК 551.511.32+551.516.6

# О МОДЕЛИРОВАНИИ СОСТАВА ОРГАНИЧЕСКОГО АЭРОЗОЛЯ В АТМОСФЕРЕ

© 2021 г. А. Н. Ермаков<sup>а, \*</sup>, А. Е. Алоян<sup>b, \*\*</sup>, В. О. Арутюнян<sup>b</sup>

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

<sup>b</sup>Институт вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, ул. Губкина, 8, Москва, 119333 Россия

\*e-mail: polclouds@yandex.ru \*\*e-mail: ezmakr2010@yandex.ru Поступила в редакцию 18.01.2020 г. После доработки 04.02.2021 г. Принята к публикации 17.02.2021 г.

В работе рассматривается модель формирования суррогатного органического аэрозоля (OA) в атмосфере при конденсации компонентов разной летучести. Модель построена с учетом физико-химических свойств индивидуальных компонентов, определяющих их парциальные давления над частицами ( $P_i$ , атм) и гигроскопичность. В качестве органических соединений (OC) – компонентов суррогатных частиц – рассматривались продукты фото- и химических превращений в атмосфере биогенных  $\alpha$ -пинена и изопрена – органические пероксиды и нитраты: IALD, ISNP, INPN. По результатам вычислений (модель AIOMFAC) обнаружен сложный характер изменений коэффициентов активности ( $\gamma_i$ ) компонентов при вариациях состава OA. Найдено, что суррогатные частицы характеризуются заметной гигроскопичностью. Рассчитанный по этим данным применительно к фоновой атмосфере равновесный состав частиц с учетом их гигроскопичности и  $\gamma_i$  компонентов обнаруживает выраженные отклонения от найденного в приближении независимости физико-химических свойств ингредиентов частиц, что следует принимать во внимание при построении моделей формирования реального вторичного OA в атмосфере.

**Ключевые слова:** органический аэрозоль, коэффициенты распределения, конденсация, атмосфера **DOI:** 10.31857/S0002351521030032

### введение

Современное состояние климата Земли характеризуется начавшимся в индустриальную эпоху глобальным потеплением. При этом влияние на тепловой баланс атмосферы аэрозоля, бо́льшая часть содержания которого обязана присутствием частиц органического аэрозоля (ОА), остается неопределенным [1, 2]. Причина – дефицит знаний о микрофизике образования, причинах изменчивости массовой концентрации и состава частиц ОА, разнообразия их морфологии, размеров и о многом другом.

Источниками ОА в атмосфере помимо первичных частиц выступают химические и фотохимические процессы с участием неметановых летучих органических соединений (ОС) [3]. Примером служат превращения эмитируемых в атмосферу биогенных изопрена и α-пинена, а также других ОС, в том числе абиогенного происхождения. В результате в воздухе возникает большое количество разнообразных вторичных ОС (ВОС) с различными функциональными группами (–ОН,  $C(O)OH, -O-NO_2$  и др.) в составе их молекул. Появление этих групп в ВОС сопровождает значительное снижение летучести этих соединений [1, 4], ведущее к их конденсации и образованию частиц вторичных OA (BOA) в атмосфере.

При построении современных моделей формирования ВОА принято обыкновенно опираться на давления насыщения конденсирующихся ВОС ( $P_i^{\circ}$ , атм). При этом упускаются из вида различного рода неспецифические взаимодействия (long-range, middle-range и short-range [5]) компонентов в частицах, полагая их  $\gamma_i$  равными единице [6–9]. Эти взаимодействия в частицах служат причиной известных отклонений от идеальности, т.е. отклонений  $P_i$  (как положительных, так и отрицательных) от  $P_i^{\circ}$ , атм [10]. В [11] сообщалось также, что влияние таких взаимодействий может сказываться и на морфологии частиц; при высокой влажности воздуха в этой публикации рассматривалась возможность расслоения фаз в гигроскопичных ВОА. Все это демонстрирует сложность предсказания действительных оптических характеристик частиц ВОА и их реального влияния на тепловой баланс в атмосфере.

Цель данной работы — на примере рассмотрения совместной конденсации в атмосфере компонентов разной летучести проследить за тем, насколько велики изменения состава суррогатных частиц, вызванные взаимодействием их ингредиентов. Это приводит к задаче нахождения реальных значений коэффициентов распределения индивидуальных ВОС ( $K_i$ , м<sup>3</sup>/мкг) между газом и частицами аэрозоля [10] и определения по этим данным состава частиц в атмосфере при учете  $\gamma_i$  их компонентов. Здесь и далее  $K_i = RT \times 10^{-6}/M_i \gamma_i P_i^{\circ}$ , м<sup>3</sup>/мкг [10]), где  $R = 8.2 \times 10^{-5}$  м<sup>3</sup> атм/моль К — универсальная газовая постоянная, 10<sup>-6</sup> размерный коэффициент мкг/г,  $M_i$  — усредненная молекулярная масса компонентов аэрозоля, включая воду, г/моль.

# ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для расчетов  $\gamma_i$  компонентов в суррогатных частицах использовалась модель AIOMFAC (Aerosol Inorganic Organic Mixtures Functional groups Activity Coefficients) [12]. Данная полуэмпирическая модель, базирующаяся на предложенной Ленгмюром концепции "group-contribution concept". предназначена для расчетов термодинамических свойств различных композиций ОС, их смесей с водой, а также сложных смесей ОС в водных растворах минеральных солей при T = 298.15 К. При этом компоненты частиц ВОА рассматриваются как переохлажденная жидкость [5]. В качестве стандартного состояния рассматривается их состояние в чистом виде [11]. В последние годы в эту модель добавлены пероксидные (-ООН) и нитратные (-О-NО<sub>2</sub> и др.) группы [12]. С учетом более низкой чувствительности ү, к температуре

[12] в сравнении с температурной зависимостью  $P_i^{\circ}$  результаты расчетов при T = 298.15 К можно использовать и при температурах на 15—20 К меньших или больших этой температуры. Это расширяет возможности использования данной модели. Более подробно модель AIOMFAC описана в [12].

В качестве компонентов суррогатных частиц в работе рассматривались органические пероксиды и нитраты — продукты фотохимических преобразований в фоновой и загрязненной атмосфере биогенных изопрена ( $C_5H_8$ ) и  $\alpha$ -пинена ( $C_{10}H_{16}$ ). Оба эти компонента по данным [13] характеризуют значительные эмиссии в атмосферу. При этом образование пероксидов характерно в незагрязненной фоновой атмосфере, а образование нитратов ОС, напротив, в урбанизованной атмос

сфере, т.е. при повышенных уровнях NO<sub>r</sub> [14]. В качестве примеров органических пероксидов в работе рассматривались два соединения: IALD (HOCH<sub>2</sub>C(CH<sub>3</sub>)=CHCHO) и INPN  $(NO_2OCH_2C(OOH)(CH_3)CH=CH_2)$ . B качестве примера органического нитрата – соединение ISNP (HOCH<sub>2</sub>C(OOH)(CH<sub>3</sub>)CH(ONO<sub>2</sub>)CH<sub>2</sub>OH). Отметим, что формирование органических нитратов с участием нестойких к солнечному излучению нитратных радикалов NO<sub>3</sub> возможно и в дневное время. На это указали результаты 3D расчетов формирования частиц ВОА вблизи очагов лесных и торфяных пожаров. Эти результаты свидетельствуют о значительных концентрациях NO<sub>3</sub> в дневное время [15]. Их возникновение связано с повышенными концентрациями озона и оксидов азота в шлейфах пожаров.

Выбранные компоненты аэрозоля в качестве значимых ингредиентов ВОА фигурируют и в других публикациях [8, 9]. В [8], например, приводятся их концентрации в ВОА, рассчитанные по результатам лабораторных [16, 17] и натурных измерений [7]. При этом концентрации этих соединений в газовой фазе, с использованием которых находилось содержание ВОА, рассчитывались с применением детального механизма окисления биогенных и абиогенных ОС [18]. Похожие их концентрации применительно к условиям рассматриваемых экспериментов были получены и при использовании в [8] детального механизма фотохимических превращений первичных органических соединений МСМ v3.1 [19].

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены некоторые из рассчитанных нами зависимостей коэффициентов активности (безразмерных) IALD (у<sub>IALD</sub>) от мольной доли ( $N_{\text{IALD}}$ ) в суррогатных частицах разного состава. Различия кривых на рисунке отражают изменчивость ү<sub>IALD</sub> к изменению соотношения между ISNP и INPN в аэрозольной фазе  $\alpha_{IALD} =$ = [ISNP]<sub>(aer)</sub>/[INPN]<sub>(aer)</sub> = 0.25-4. Видно, что в избытке IALD рассчитанные ү<sub>IALD</sub> для всех смесей приближаются к предельному значению (единице), т.е. к значению для чистого компонента IALD ( $\gamma_{IALD}^{\circ}$  = 1). При этом в смеси с  $\alpha_{IALD}$  = 0.25 приближение  $\gamma_{IALD} \rightarrow \gamma_{IALD}^{\circ}$  начинается уже при  $N_{\rm IALD}^* > 0.6$ , а в смесях с  $\alpha_{\rm IALD} = 1-4$  при  $N_{\rm IALD}^* > > 0.9$ . Из рисунка видно также, что при  $N_{\rm IALD} < 0.9$  $< N_{IALD}^{*}$  для всех  $\alpha_{IALD}$  наблюдается снижение γ<sub>IALD</sub> в сравнении с чистым компонентом. В случае  $\alpha_{IALD} = 0.25$  это снижение оказывается почти трехкратным. Это указывает на снижение парци-



**Рис. 1.** Рассчитанные зависимости коэффициента активности IALD ( $\gamma_{IALD}$ ) от мольной доли IALD ( $N_{IALD}$ ) в композициях IALD/ISNP/INPN. Светлые кружки:  $\alpha_{IALD} = N_{ISNP}/N_{INPN} = 0.25$ ; светлые треугольники:  $\alpha_{IALD} = 1$ ; светлые прямоугольники:  $\alpha_{IALD} = 2$  и светлые ромбы:  $\alpha_{IALD} = 4$ . Модель AIOMFAC, T = 298.15 К. Пунктир показывает  $\gamma_{IALD}^{\circ}$ .

ального давления IALD над композициями ISNP и INPN и одновременно на рост  $K_{IALD}$ . Эти изменения  $P_{IALD}$  служат отражением сложной суммы взаимодействий гидрофобных (С–С, С=С, СН) и гидрофильных (–ОН, СНО) групп в IALD при переходе его молекул из состояния чистого компонента в раствор ISNP и INPN, в состав которых в дополнение входят перекисная (–ООН) и нитратная (–О–NO<sub>2</sub>) группы. Видно, что учет внутри- и межмолекулярных взаимодействий между этими тремя компонентами в аэрозольной фазе приводит к снижению парциального давления IALD над частицами в сравнении с ожидаемым  $P_{IALD}$  при формировании идеальных

смесей (
$$P_{\text{IALD}} = P_{\text{IALD}} \gamma_{\text{IALD}} N_{\text{IALD}}$$
)

Внимание привлекает и различие поведения  $\gamma_{IALD}$  в разбавленных ( $N_{IALD} < 0.2$ ) и концентрированных по IALD ( $N_{IALD} \ge 0.2$ ) суррогатных частицах. В обоих случаях снижение  $N_{IALD}$  сопровождается уменьшением  $\gamma_{IALD}$ , а вместе с этим и спадом  $P_{IALD}$ . При этом, однако, если при  $N_{IALD} < 0.2$  парциальное давление IALD над конденсированной фазой оказывается тем ниже, чем меньше  $\alpha_{IALD}$ , т.е. в избытке INPN над ISNP, то при  $N_{IALD} \ge 0.2$ , напротив, уменьшение  $N_{IALD}$  оказывается тем бо́льшим, чем выше  $\alpha_{IALD}$ , т.е. в избытке ISNP над INPN. Это значит, что в разбавленных по IALD

суррогатных частицах конденсация ISNP приводит и к увлечению IALD в конденсированную фазу, тогда как в концентрированных по IALD композициях рост содержания ISNP оборачивается "выталкиванием" более летучего IALD.

Подобные данные об изменчивости индивидуальных коэффициентов активности ISNP (у<sub>ISNP</sub>) и INPN ( $\gamma_{INPN}$ ) в аэрозольной фазе в смесях IALD и INPN ( $\alpha_{ISNP}$ ) и IALD и ISNP ( $\alpha_{INPN}$ ) различного состава при T = 298.15 К приведены на рис. 2 и 3. Из данных рис. 2 следует, что при  $\alpha_{ISNP} = 0.25 - 1$ переход мало летучего ISNP в конденсированную фазу, включающую IALD + INPN, практически для всех  $N_{\rm ISNP}$  требует определенного пересыщения, так как  $\gamma_{ISNP} > 1$ . В то же время при  $\alpha_{ISNP} > 1$ переход молекул ISNP в конденсированную фазу становится возможным при давлениях. меньших давления насыщения. Такой переход требует, однако, избытка летучего компонента IALD. Похожую изменчивость перехода в конденсированную фазу в зависимости от соотношения IALD и ISNP демонстрирует и другой компонент рассматриваемых смесей – INPN (см. рис. 3). Здесь приведены данные расчетов  $\gamma_{INPN}$  в смесях IALD и ISNP  $(\alpha_{INPN})$  различного состава при *T* = 298.15 К. Эти данные показывают, что переход молекул INPN в конденсированную фазу по мере снижения  $N_{\rm INPN}$ сопряжен с преодолением определенного энерге-



**Рис. 2.** Рассчитанные зависимости коэффициента активности ISNP ( $\gamma_{ISNP}$ ) от мольной доли ISNP ( $N_{ISNP}$ ) в композициях IALD/ISNP/INPN. Светлые кружки:  $\alpha_{ISNP} = N_{IALD}/N_{INPN} = 0.25$ ; светлые треугольники:  $\alpha_{IALD} = 1$ ; светлые прямоугольники:  $\alpha_{IALD} = 2$  и светлые ромбы:  $\alpha_{IALD} = 4$ . Модель AIOMFAC, T = 298.15 К. Пунктир показывает  $\gamma_{ISNP}^{\circ}$ .



**Рис. 3.** Рассчитанные зависимости коэффициента активности INPN ( $\gamma_{INPN}$ ) от мольной доли INPN ( $N_{INPN}$ ) в композициях IALD/ISNP/INPN. Светлые кружки:  $\alpha_{INPN} = N_{IALD}/N_{ISNP} = 0.25$ ; светлые треугольники:  $\alpha_{IALD} = 1$ ; светлые прямоугольники:  $\alpha_{IALD} = 2$  и светлые ромбы:  $\alpha_{IALD} = 4$ . Модель AIOMFAC, T = 298.15 К. Пунктир показывает  $\gamma_{INPN}^{\circ}$ .

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 4 2021

тического барьера. При этом снижение содержания летучего компонента (IALD) приводит к его росту для перехода молекул INPN в конденсированную фазу, т.е. к росту пересыщения. Переход INPN в аэрозольную фазу при давлениях, меньших значения насыщения, возможен лишь при достаточно высоких  $N_{\text{INPN}}$  и  $\alpha_{\text{INPN}} > 1$ .

Полученные расчетные данные об изменчивости уі компонентов позволяют количественно проследить за тем, как сказывается взаимодействие органических пероксидов и нитратов на составе суррогатных частиц. С целью определения равновесного распределения этих соединений между газовой и аэрозольной фазой в работе решалась система из 6 алгебраических уравнений. Три из них описывают постоянство содержания в системе каждого из компонентов системы. Остальные уравнения описывают их содержание в конденсированной фазе. При этом заимствованные из [10] эти уравнения имеют вид:  $[x_{i(aer)}] = K_i[x_{i(gas)}](\Sigma[x_{i(aer})] + q).$ Здесь  $x_{i(aer)}$  и  $x_{i(gas)}$  – концентрации *i*-компонента в аэрозольной и газовой фазах соответственно (мкг/м<sup>3</sup>), а q – концентрация частиц первичного аэрозоля (мкг/м<sup>3</sup>).

Построенная таким образом система уравнений решалась с использованием оператора solve *block*, встроенного в коммерческий пакет программ Mathcad13. При этом решение системы для заданных T,  $[x_{i(aer)}]$ ,  $[x_{i(gas)}]$  и q находилось методом итераций до получения сходящегося результата, что требовало обыкновенно нескольких итераций [10]. По результатам каждой итерации производилось обновление  $[x_{i(aer)}]$ ,  $[x_{i(gas)}]$  и значений коэффициентов активности.

В качестве примера ниже рассматриваются данные расчетов распределения компонентов в суррогатных частицах в условиях преобладания пероксидов над нитратами, т.е. применительно к условиям фоновой атмосферы. Расчеты проводились для сухой атмосферы при T = 298.15 К и общих концентрациях компонентов в обеих фазах:  $[IALD] = 1.496, [ISNP] = 8.68 \times 10^{-7} \text{ M} [INPN] =$  $= 1.26 \text{ мкг/м}^3$ . При этом [IALD] + [ISNP] + [INPN] = = 2.756, а q = 1 мкг/м<sup>3</sup>. Выбранные концентрации не слишком расходятся от их значений в [8]. С учетом этого и в приближении  $\gamma_{IALD} = \gamma_{ISNP} = \gamma_{INPN} = 1$ для равновесного состава двухфазной системы находим:  $[IALD_{(gas)}] \approx 1.496$ ,  $[IALD_{(aer)}] \approx 1.2 \times 10^{-6}$ ,  $[ISNP_{(gas)}] \approx 2.65 \times 10^{-7}, [ISNP_{(aer)}] \approx 6 \times 10^{-7} \text{ M}$  $[INPN_{(gas)}] \approx 1.26, [INPN_{(aer)}] \approx 3.32 \times 10^{-5} \text{ MKG/m}^3$  $(\alpha_{IALD} \approx 0.015)$ . Далее, принимая во внимание значения  $\gamma_{IALD} = 0.46$ ,  $\gamma_{ISNP} = 3.5$  и  $\gamma_{INPN} \approx 1$  для найденного выше состава суррогатных частиц, путем нескольких итераций приходим к:  $[IALD_{(gas)}] \approx 1.496$ ,  $[IALD_{(aer)}] \approx 2.6 \times 10^{-6}, [ISNP_{(gas)}] \approx 5.26 \times 10^{-7},$ 

 $[ISNP_{(aer)}] \approx 3.39 \times 10^{-7} \text{ } \mu \ [INPN_{(gas)}] \approx 1.26,$  $[INPN_{(aer)}] \approx 3.38 \times 10^{-5} \text{ MKG/m}^3 (\alpha_{IALD} \approx 0.01).$ Видно, что учет взаимодействий межлу органическими пероксидами (IALD/INPN) нивелирует "выталкивающее" действие органического нитрата (ISNP) и приводит к заметному обогащению аэрозольной фазы относительно летучим компонентом IALD. Его содержание в частицах возрастает при этом более чем вдвое от  $N_{\rm IALD} \approx 0.05$  до  $N_{\rm IALD} \approx 0.11$ , что связано с понижением  $P_{\rm IALD}$ вследствие спада  $\gamma_{IALD}$ . При этом  $N_{ISNP}/N_{INPN}$  в частипах снижается от  $\approx 1.4 \times 10^{-2}$  до  $\approx 10^{-2}$ . Причиной столь сильных изменений состава суррогатных частиц служит перераспределение между аэрозольной и газовой фазой малолетучего ISNP (органического нитрата), т.е. снижение концентрации ISNP<sub>aer</sub>. Так, если в приближении  $\gamma_{IALD} =$  $= \gamma_{ISNP} = \gamma_{INPN} = 1$  соотношение масс этого компонента в аэрозольной и газовой фазах составляет ≈2.3, то принимая во внимание действительные их значения, находим, что это соотношение масс ISNP снижается до ≈0.6. При этом общее массовое содержание аэрозоля ( $\approx 3.7 \times 10^{-5}$  мкг/м<sup>3</sup>) даже несколько нарастает (≈5%). Найденное перераспределение органического нитрата между газом и конденсированной фазой обусловлено в основном более чем трехкратным уменьшением  $K_{\text{ISNP}}$ :  $[\text{ISNP}_{(\text{aer})}]/[\text{ISNP}_{(\text{gas})}] = K_{\text{ISNP}}(\Sigma[x_{i(\text{aer})}] + q) \approx$  $\approx K_{\text{ISNP}} q$ , вызванным ростом  $\gamma_{\text{ISNP}}$ . Этот рост  $\gamma_{\text{ISNP}}$ обусловлен "выталкиванием" ISNP органическими пероксидами в частицах. На достаточно высокие концентрации IALD в ВОА в незагрязненной атмосфере указывалось и в [8]. Рост [IALD<sub>(aer)</sub>] увеличивается еще более, примерно вдвое (до  $\approx 1.2 \times 10^{-5}$  мкг/м<sup>3</sup>) при понижении температуры до T = 280 К. При этом вопреки ожиданиям  $N_{\rm IALD}$  снижается примерно наполовину (до ≈0.05), что вызвано заметным ростом массовой концентрации INPN ( $N_{INPN} \approx 0.9$ ) в суррогатных частицах вследствие уменьшения  $P_{\text{INPN}}$  ( $P_{\text{INPN}} \approx$ 

# ≈ $P_{\text{INPN}}^{\circ}$ ) из-за снижения *T*.

В работе были проведены и расчеты влияния относительной влажности (RH) на изменения состава суррогатных частиц из-за падения М. Так, при T = 298.15 K, RH = 0.6,  $\alpha_{IALD} = 0.25$  и  $N_{IALD} =$ = 0.01-0.6 весовое содержание воды в суррогатных частицах возрастает примерно втрое от ≈0.037 до ≈0.11. При этом  $N_{\rm H2O}$  нарастает от ≈0.26 до ≈0.4. Усредненный по компонентам молекулярный вес в частицах ( $M \approx 163$ ) снижается по этим данным примерно до  $M \approx 130$ , что  $\approx 20\%$  приросту и величины K<sub>IALD</sub> во влажной атмосфере. Эту величину *K*<sub>IALD</sub> не слишком меняет дальнейший рост относительной влажности, вплоть до RH = 0.95. Эти результаты качественно согласуются с данными независимых опытов, базирующихся на измерениях размеров частиц ВОА при вариациях *RH*. По данным [20, 21], при *RH* = 90%, например, размер частиц возрастает на 10%. Это значит, что около 25% объема фазы частиц ВОА обеспечивается содержанием в них воды. Поэтому соответствующее снижение усредненной молекулярной массы компонентов (и связанное с этим увеличение  $K_i$ ) оказывается небольшим ( $\leq$ 3) для ОС с  $M \approx 170$ .

Подытоживая, приходим к заключению, что влияние RH в атмосфере вместе с влиянием неспецифического взаимодействия органических пероксидов и нитратов в частицах может оборачиваться ростом эффективных значений К<sub>i</sub> компонентов ВОА приблизительно на половину порядка величины. В то же время по данным [7] согласие расчетных и измеренных массовых концентраций ВОА удается достигнуть лишь приписывая продуктам превращения в атмосфере в ≈500 раз бо́льшие значения К<sub>i</sub>. В этой публикации расчетные данные сравнивались с результатами натурных измерений в атмосфере ВОА и газовых примесей в местечке Writtle College, Writtle, Essex, UK (51.74° N; 0.42° E) (TORCH 2003, Tropospheric Organic Chemistry Experiment). При этом концентрации газовых примесей, в том числе предшественников ВОА – органических нитратов и пероксидов, воспроизводились с применением траекторной химической модели (ТХМ), базирующейся на механизме MCM v3, в деталях описывающего фотохимические и химические превращения в атмосфере компонентов биогенного и абиогенного происхождения [19]. Траектории перемещения воздушных масс для высоты над подстилающей поверхностью 300 м заимствовались из онлайн-сервиса траекторий NOAA. Отметим, что в [7, 22] сообщалось о неплохом согласии между расчетными и измеренными концентрациями ряда легких первичных ОС и ВОС по ходу кампании TORCH 2003 с использованием с ТХМ и МСМ 3, что говорит о работоспособности данного подхода. Подобное расхождение данных численного моделирования и измеренных массовых концентраций ВОА в независимых работах (smog-chamber) [16, 17] при использовании детального механизма превращений в атмосфере биогенных и абиогенных органических соединений (MCM 3,  $\gamma_i = 1$ ) отмечалось ранее и в [6]. Как и в [8], в этих расчетах использовали приближение *үi* ≈ 1, игнорируя взаимодействие между компонентами в ОА.

Сказанное означает, что построение адекватной модели формирования частиц ВОА в атмосфере требует, по-видимому, привлечения каких-то дополнительных механизмов их роста. Отметим в этой связи, что в [23–26] сообщалось об обнаружении в составе ВОА соединений с

 $M_i = 250 - 1600$  г/моль, заметно бо́льших, чем у их предшественников. В [14] по данным лабораторных опытов в условиях низких [NO<sub>x</sub>] было обнаружено образование 2-метилглицериновой кислоты (OH-C(O)-C(CH<sub>3</sub>)(OH)CH<sub>2</sub>-OH). Данное соединение, как отмечалось в [14], может выступать в качестве мономера (M = 120) при формировании димеров (M = 222), тримеров (M = 324) и еще больших п-меров. Их формирование (олигомеризация) при захвате из газа мономеров приводит к компонентам аэрозоля, молекулярный вес которых превышает молекулярный вес предшественников в газовой фазе. Данный мономер является при этом продуктом окисления в атмосфере метакролеина (CH<sub>2</sub>=C(CH<sub>3</sub>)CHO), возникающего при окислении изопрена. В загрязненной атмосфере, т.е. в условиях повышенного содержания NO<sub>x</sub>, роль подобного мономера может играть органический нитрат, возникающий при окислении метилвинилкетона ( $CH_2 = CHC(O)CH_3$ ) – продукт окисления изопрена. Температуры кипения таких соединений значительно превышают температуры кипения их мономера, что обеспечивает их стабилизацию на частицах ВОА. При построении модели формирования ВОА с участием подобных процессов необходимо, однако, располагать прямыми данными об образовании таких полимерных цепей в частицах, данными о константах скорости их образования и др., остающимися пока неизвестными.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе построена модель формирования частиц органического аэрозоля в атмосфере, включающих компоненты различной летучести. В качестве модельных компонентов суррогатных частиц аэрозоля рассматривались продукты фотохимических и химических превращений биогенных соединений  $\alpha$ -пинена и изопрена — органические пероксиды и нитраты: IALD, ISNP и INPN. Модель построена с учетом взаимодействий органических пероксидов и нитратов и гигроскопичности частиц. Найденный по этим данным состав частиц ОА заметно отклоняется (положительные и отрицательные отклонения) от рассчитанного

по давлениям насыщения ( $P_i^{\circ}$ , атм) индивидуальных компонентов частиц, что следует принимать во внимание при построении моделей формирования частиц ВОА в атмосфере. При этом возникающие при конденсации IALD, ISNP и INPN суррогатные частицы ВОА характеризуются заметной гигроскопичностью, что также сказывается на изменениях состава частиц ВОА.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований 19-05-50007 (Микромир), а также при финансировании Госзаданий ИВМ РАН и ИНЭП ХФ ФИЦ ХФ им. Н.Н. Семенова.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Kanakidou M., Seinfeld J.H., Pandis S.N. et al.* Organic aerosol and global climate modeling: a review // Atmos. Chem. Phys. 2005. V. 5. № 4. P. 1053–1123.
- Jimenez J.L., Canagaratna M.R., Donahue N.M. et al. Evolution of organic aerosols in the atmosphere // Science. 2009. V. 326. P. 1525–1529.
- Middleton P., Stockwell W.R., Carter W.P.L. Aggregation and analysis of volatile organic compound emissions for regional modeling // Atmos. Environ. 1990. V. 24A. P. 1107–1133.
- Griffin R.J., Cocker D.R., Flagan R.C., Seinfeld J.H. Organic aerosol formation from oxidation of biogenic hydrocarbons // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 3555– 3567.
- Pitzer K.S. Thermodynamics of electrolytes. I, Theoretical basis and general equations. // J. Phys. Chem. 1973. V. 77. № 2. P. 268–277.
- Jenkin M.E. Modelling the formation and composition of secondary organic aerosol from α- and β-pinene ozonolysis using MCM v3 // Atmos. Chem. Phys. 2004. V. 4. № 7. P. 1741–1757.
- Johnson D., Utembe S.R., Jenkin M.E. et al. Simulating regional scale secondary organic aerosol formation during the TORCH 2003 campaign in the southern UK // Atmos. Chem. Phys. 2006. V. 6. № 2. P. 403– 418.
- Olcese L.E., Penner J.E., Sillman S. Development of a secondary organic aerosol formation mechanism: comparison with smog chamber experiments and atmospheric measurements // Atmos. Chem. Phys. 2007. V. 7. P. 8361–8393.
- Taraborrelli D., Lawrence M.G., Butler T.M., Sander R., Lelieveld J. A new isoprene mechanism MIM2 for atmospheric modelling // Atmos. Chem. Phys. 2009. V. 9. № 8. P. 2751–2777.
- 10. *Pankow J.F.* An absorption model of gas/particle partitioning of organic compounds in the atmosphere // Atmos. Environ. 1994. V. 28. № 2. P. 185–188.
- Zuend A., Seinfeld J.H. Modeling the gas-particle partitioning of secondary organic aerosol: the importance of liquid-liquid phase separation // Atmos. Chem. Phys. 2012. V. 12. № 9. P. 3857–3882.
- Zuend A., Marcolli C., Luo B.P., Peter T. A thermodynamic model of mixed organic-inorganic aerosols to predict activity coefficients // Atmos. Chem. Phys. 2008. V. 8. № 16. P. 4559–4593.
- Amiro B.D., Todd J.B., Wotton B.M. et al. Direct carbon emissions from Canadian forest fires, 1959–1999 // Can. J. Forest Res. 2001. V. 31. № 3. P. 512–515.

- 14. Surratt J.D., Murphy S.M., Kroll J.H. et al. Chemical composition of secondary organic aerosol formed from the photooxidation of isoprene // J. Phys. Chem. A. 2006. V. 110. № 31. P. 9665–9690.
- Aloyan A.E., Yermakov A.N., Arutyunyan V.O. Dynamics of gas admixtures and aerosols in forest and peat fires // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modell. 2014. V. 29. № 2. C. 79–92.
- Kamens R.M., Jaoui M. Modeling aerosol formation from α-pinene + NO in the presence of natural sunlight using gas-phase kinetics and gas-particle partitioning theory // Environ. Sci. Technol. 2001. V. 35. № 7. P. 1394–1405.
- 17. *Takekawa H., Minoura H., Yamazaki S.* Temperature dependence of secondary organic aerosol formation by photooxidation of hydrocarbons // Atmos. Environ. 2003. V. 37. № 24. P. 3413–3424.
- Ito A., Sillman S., Penner J.E. Effects of additional nonmethane volatile organic compounds, organic nitrates and direct emissions of oxygenated organic species on global tropospheric chemistry // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. D06309. https://doi.org/10.1029/2005JD006556
- Jenkin M.E., Saunders S.M., Pilling M.J. The tropospheric degradation of volatile organic compounds: A protocol for mechanism development // Atmos. Env. 1997. V. 31. № 1. P. 81–104.
- Virkkula A., van Dingenen R., Raes F., Hjorth J. Hygroscopic properties of aerosol formed by oxidation of limonene, α-pinene and β-pinene // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 3569–3579.
- Cocker D.R., Clegg S.L., Flagan R.C., Seinfeld J.H. The effect of water on gas-particle partitioning of secondary organic aerosol. Part I: α-pinene/ozone system // Atmos. Environ. 2001. V. 35. № 35. P. 6049–6072.
- Utembe S.R., Jenkin M.E., Derwent R.G., Lewis A.C., Hopkins J.R., Hamilton J.F. Modelling the ambient distribution of organic compounds during the August 2003 ozone episode in the southern UK // Faraday Discuss. 2005. V. 130. P. 311–326.
- Jang M., Czoschke N.M., Lee S., Kamens R.M. Heterogeneous atmospheric aerosol production by acid catalyzed particle-phase reactions // Science 2002. V. 298. P. 814–817.
- Kroll J.H., Chan A.W.H., Ng N.L., Flagan R.C., Seinfeld J.H. Reactions of semivolatile organics and their effects on secondary organic aerosol formation // Environ. Sci. Technol. 2007. V. 41. № 10. P. 3545–3550.
- Gao S., Ng N.L., Keywood M. et al. Particle phase acidity and oligomer formation in secondary organic aerosol // Environ. Sci. Technol. 2004. V. 38. № 24. P. 6582–6589.
- 26. *Zhao R., Kenseth C.M., Huang Y. et al.* Rapid aqueousphase hydrolysis of ester hydroperoxides arising from Criegee intermediates and organic acids // J. Phys. Chem. A. 2018. V. 122. № 23. P. 5190–5201. https://doi.org/10.1021/acs.jpca.8b02195

# Modeling the Composition of Organic Aerosol in the Atmosphere

A. N. Yermakov<sup>1, \*</sup>, A. E. Aloyan<sup>2, \*\*</sup>, and V. O. Arutyunyan<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Energy Problems of Chemical Physics, N.N. Semenov Federal Research Center for Chemical Physics, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp., 38, korp. 2, Moscow, 119334 Russia

<sup>2</sup>Marchuk Institute of Numerical Mathematics, Russian Academy of Sciences, Gubkina str., 8, Moscow, 119333 Russia

\*e-mail: polclouds@yandex.ru

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

A model of the formation of surrogate organic aerosol (OA) in the atmosphere at condensation of different volatility component is considered. The model takes into account the physical and chemical properties of individual components determining their partial pressures over particles (Pi, atm) and hygroscopicity. The organic compounds (OC) (components of surrogate particles) were taken to be the organic peroxides and nitrates IALD, ISNP, and INPN, which are chemical transformation products of biogenic isoprene and  $\alpha$ -pinene. The results of calculations (using the AIOMFAC model) reveal a complex character of the changes in activity coefficients ( $\gamma$ i) of components for variations in the composition of OA. The surrogate particles were found to be significantly hygroscopic. The equilibrium composition of particles calculated from these data for the background atmosphere and taking into account their hygroscopicity and  $\gamma$ i of components shows clearly expressed deviations from that found under the approximation that physical and chemical properties of particle ingredients are independent, which should be taken into account in the construction of models for the formation of real secondary OA in the atmosphere.

Keywords: organic aerosol, partitioning coefficients, condensation, atmosphere

УДК 551.594

# СУТОЧНЫЕ ВАРИАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

© 2021 г. А. Х. Аджиев<sup>а,</sup> \*, А. Г. Клово<sup>b</sup>, Т. В. Кудринская<sup>b</sup>, Г. В. Куповых<sup>b</sup>, Д. В. Тимошенко<sup>b</sup>

<sup>а</sup>ФГБУ "Высокогорный геофизический институт". КБР, просп. Ленина, 2, Нальчик, 360030 Россия <sup>b</sup>Институт компьютерных технологий и информационной безопасности, Южный федеральный университет, пер. Некрасовский, 44, ГСП 17А, Ростовская обл., Таганрог, 347928 Россия

\*e-mail: adessa1@yandex.ru Поступила в редакцию 27.09.2019 г. После доработки 19.03.2021 г. Принята к публикации 14.04.2021 г.

В статье приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований суточных вариаций атмосферного электрического поля в приземном слое. Измерения градиента потенциала электрического поля атмосферы проводились на станции Пик Чегет (3040 м н. у. м.) в высокогорной зоне Приэльбрусья, где отсутствует значительное антропогенное воздействие, а в суточном ходе электрического поля проявляются черты унитарной вариации. Анализ данных наблюдений показал, что суточный ход электрическое поля имеет утренний (02<sup>h</sup>-04<sup>h</sup> UT) минимум, дневной (06<sup>h</sup>-11<sup>h</sup> UT) и вечерний максимумы (16<sup>h</sup>-19<sup>h</sup> UT), положения которых зависят от скорости приземного ветра. Причиной локальных вариаций являются возмущения электрического поля, обусловленные объемным зарядом у поверхности земли вследствие электродного эффекта и влиянием турбулентного перемешивания. Получены и исследованы аналитические решения уравнения для полного электрического тока в области действия электродного эффекта. В случае классического электродного эффекта колебания электрического поля и тока совпадают по времени, но различаются по амплитудным значениям в зависимости от характерного масштаба электродного слоя. В турбулентном устойчиво стратифицированном приземном слое при условии постоянства (т.е. отсутствия суточного хода) напряженности электрического поля на поверхности земли получено, что с увеличением значений коэффициента турбулентности в суточном ходе электрического поля происходит смещение максимумов и минимумов суточной вариации на 2-3 ч относительно колебаний плотности тока. Усиление электрического поля немного уменьшает смещение вследствие увеличения влияния классического электродного эффекта, который препятствует воздействию турбулентности.

Ключевые слова: атмосферное электрическое поле, приземный слой, классический и турбулентный электродный эффект, суточные вариации

DOI: 10.31857/S0002351521040027

### введение

Глобальная электрическая цепь (ГЭЦ) представляет собой систему электрических токов (токовый контур), образованную проводящими слоями ионосферы и земной поверхности, замыкающуюся электропроводящей атмосферой [1-5]. В качестве основных источников ГЭЦ выступают грозовые генераторы, которые поддерживают в атмосфере баланс электрических токов (зарядки и разрядки), обеспечивают условия существования электрического поля, а также его пространственно-временную структуру [1-4]. Определенный вклад в баланс токов могут вносить другие облачные системы, обладающие электрическими структурами [4-8]. Унитарная вариация напряженности электрического поля (кривая Карнеги) [9, 10] и плотности тока, представляющая синхронные изменения значений в целом по Земле с минимумом —  $(04^{h}-05^{h}$  UT) и максимумом —  $(18^{h}-20^{h}$  UT), вследствие изменения потенциала ионосферы, является одним из доказательств существования глобального генератора электрического поля атмосферы [1–8]. Наряду с грозовым генератором определенный вклад в вариации электрического поля дают магнитосферный генератор, действующий в околополярной зоне и ионосферное динамо, обусловленное приливными явлениями со стороны Солнца и Луны [11–15]. Отдельно следует отметить конвективный токовый генератор, действующий в пограничном слое атмосферы и дающий заметный вклад в ионосферный потенциал [16, 17].

Вариации атмосферного электрического поля вблизи поверхности земли, с одной стороны, яв-

ляются следствием изменения динамических параметров ГЭЦ, с другой – связаны с действием локальных факторов (ионизация воздуха, турбулентное перемешивание, аэрозольное и радиоактивное загрязнения атмосферы) на электрическую структуру приземного слоя, которая определяется электродным эффектом [14, 18]. Электрические характеристики значительно меняются внутри электродного слоя, высота которого зависит от степени турбулентного перемешивания воздуха [14, 18], даже в отсутствие аэрозольного загрязнения и сильных источников ионизации. В работах [19-24] показано, что суточные изменения коэффициента турбулентного перемешивания дают возмущения в электрическом поле (на высоте установки измерительной аппаратуры). сопоставимые с глобальной унитарной вариацией. В работе [14] промоделированы процессы установления и диссипации атмосферного электрического поля в зависимости от поведения источника. В результате расчетов установлено, что между колебаниями плотности тока в атмосфере и потенциала ионосферы может существовать сдвиг по времени вследствие различия значений электрической проводимости в разных районах земного шара. В работе [25] при моделировании структуры приземного электродного слоя также получено смещение фазы колебаний электрического поля вблизи поверхности земли по сравнению с изменениями глобального электрического тока.

Цель настоящей работы – методами математического моделирования исследовать механизм проявления глобальных вариаций полного электрического тока, обусловленных возмущениями потенциала ионосферы, в суточном ходе электрического поля в турбулентном приземном слое. В экспериментальной части использованы данные атмосферно-электрических наблюдений на высокогорной станции, где нет значительного антропогенного воздействия, а в суточном ходе электрического поля проявляются черты унитарной вариации [19-21]. В теоретической части получены и исследованы приближенные аналитические решения уравнения для полного электрического тока в области действия электродного эффекта при различных метеорологических условиях.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В работе использованы результаты измерений напряженности (градиента потенциала) электрического поля вблизи поверхности земли на высокогорной станции Пик Чегет (43°16′ N, 42°30′ E; 3040 м н. у. м.), находящейся на северном склоне горы Чегет в Приэльбрусье, где практически полностью отсутствуют местные источники загрязнения. Среднее количество ядер конденсации в высокогорных условиях составляет 5 × 10<sup>8</sup> частиц в м<sup>3</sup>, что практически не влияет на электрические параметры атмосферы [19]. Средние значения интенсивности ионообразования на Пике Чегет составляют 20 и 25 (пар ионов/с м<sup>3</sup>) на высоте 1 м и у поверхности земли соответственно. Для сравнения: на равнинной станции Воейково (Ленинградская область) значения интенсивности ионообразования на тех же высотах: 16 и 23 (пар ионов/м<sup>3</sup> с) [19]. Более высокие значения скорости ионизации воздуха в высокогорных условиях связаны с увеличением интенсивности космических лучей.

Ранее проведенные комплексные атмосферно-электрические исследования на станции Пик Чегет показали, что в весенне-зимний период при наличии достаточно большого снежного покрова и устойчивой стратификации приземного слоя дневной максимум в суточном ходе электрического поля практически исчезает, и он становится близок к унитарной вариации. В летние месяцы влияние метеорологических факторов возрастает, что приводит, прежде всего, к изменениям режима турбулентного перемешивания в приземном слое [19, 26].

Высокогорные условия в Приэльбрусье характеризуются высокими значениями концентраций легких ионов при достаточно низком уровне естественной радиоактивности  $\alpha$ -излучения радона, что связано с отсутствием антропогенного аэрозоля и увеличением ионизации за счет гамма-излучения почвы (мощность эквивалентной дозы гамма-излучения на высоте 1 м от поверхности почвенного покрова составляет 0.25 мкЗв/ч) [26]. На рис. 1 показан типичный суточный ход концентраций полярных ( $n_{\pm}$ ) аэроионов на станции Пик Чегет.

Для регистрации напряженности электрического поля в пунктах наблюдений использовался измеритель электрического поля EFM 550 фирмы Vaisala. Датчики установлены на крыше зданий высотой 3.5–5 м, положение самого датчика от поверхности – 1 м. Измерения концентрации легких ионов осуществлялись с помощью счетчика аэроионов "Сапфир-3М", датчиком которого является аспирационная ионная камера. Кроме того, использованы данные расположенной на станции метеостанции.

В табл. 1 представлены результаты статистического анализа вариаций напряженности (градиента потенциала) атмосферного электрического поля в приземном слое для летних месяцев 2012 и 2015 гг. Как видно из данных табл. 1, значения напряженности электрического поля достаточно близки области среднего медианного значения. Диапазон измеряемой величины для летнего сезона достаточно широкий и степень рассеивания величины значительна. Кроме того, значения напряженности поля для разных лет близки между собой.



**Рис. 1.** Суточные вариации концентрации аэроионов на станции Пик Чегет  $(1 - n_+; 2 - n_-)$ .

На рис. 2 приведены среднесуточные вариации градиента потенциала V электрического поля для всего массива данных в летние месяцы 2012 и 2015 гг., разбитые по значениям скорости ветра. Из приведенных кривых следует, что суточный ход электрического поля в приземном слое атмосферы имеет утренний минимум ( $02^{h}-04^{h}$  UT), дневной ( $06^{h}-11^{h}$  UT) и вечерний максимумы ( $16^{h}-19^{h}$  UT), положения которых зависят от скорости приземного ветра.

Одной из причин локальных вариаций электрического поля может являться объемный заряд, формируемый в приземном слое атмосферы вследствие действия электродного эффекта [14, 18, 23, 24]. Тип и структура образующегося электродного слоя зависят в большей степени от интенсивности турбулентного перемешивания, которая обычно коррелирует со скоростью приземного ветра. На рис. 3 приведены среднесуточные изменения значений скорости ветра для рассматриваемых периодов наблюдений. Как видно из сравнения кривых на рис. 2 и 3, максимумы в распределении скорости ветра, соответствующие развитому турбулентному переносу, коррелируют с уменьшением значений электрического поля после дневного максимума.

В теории электродного эффекта скорость ветра определяет режим электродинамического состояния приземного слоя: при малых значениях (около 1 м/с) имеет место приближение классического электродного эффекта, при увеличении до 2–4 м/с – турбулентный электродный эффект, а при 5–6 м/с может быть использована модель сильного турбулентного перемешивания [14, 18].

Таким образом, из проанализированных экспериментальных данных можно сделать вывод, что устойчивая закономерность суточного хода атмосферного электрического поля имеет черты глобальной унитарной вариации, на которую накладывается влияние регулярной локальной составляющей. В качестве последней может выступать турбулентное перемешивание, определяемое метеорологическими условиями, которые имеют суточный ход, особенно в летнее время [22, 27].

### МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для исследования нестационарных электрических процессов в горизонтально-однородном турбулентном приземном слое атмосферы (свободном от аэрозольного загрязнения) будем исходить из системы, состоящей из ионизационнорекомбинационных уравнений для аэроионов и уравнения Пуассона, в приближении электродного эффекта [14, 18]:

$$\frac{\partial n_{l,2}}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} (b_{l,2} n_{l,2} E) - \frac{\partial}{\partial z} \left[ D_T (z,t) \frac{\partial n_{l,2}}{\partial z} \right] = q - \alpha n_1 n_2,$$
(1)

Таблица 1. Статистические показатели экспериментальных распределений атмосферного электрического поля

Характеристика (В/м)	Пик Чегет			
Ларактеристика, (Д/м)	2012 г.	2015 г.		
Среднее	605	595		
Медиана	575	585		
Статистическая ошибка	7	9		
Размах вариации	1150	920		
Коэффициент вариации	32%	28%		



**Рис. 2.** Суточные вариации атмосферного электрического поля на станции Пик Чегет при различных скоростях ветра: (a) – 2012 г.; (б) – 2015 г.



**Рис. 3.** Суточные изменения скорости ветра на станции Пик Чегет (1 – 2012 г.; 2 – 2015 г.).

$$\frac{\partial E}{\partial z} = 4\pi e \left( n_1 - n_2 \right), \tag{2}$$

где  $n_{1,2}$  — объемная концентрация легких положительных и отрицательных аэроионов,  $b_{1,2}$  — их подвижность, E — напряженность электрического поля, q — интенсивность ионообразования,  $\alpha$  — коэффициент рекомбинации,  $D_T(z,t)$  — коэффициент турбулентного перемешивания (диффузии) для аэроионов, z — высота, e — элементарный заряд.

Предполагая  $b_1 = |b_2| = b$ , из первых двух уравнений системы (1) можно получить эквивалентную систему, определяющую электрическую проводимость:  $\lambda = e(b_1n_1 + |b_2|n_2)$  и плотность электрического заряда:  $\rho = e(n_1 - n_2)$ :

$$\frac{\partial\lambda}{\partial t} + \frac{b^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left[ E \frac{\partial E}{\partial z} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[ D_T(z,t) \frac{\partial\lambda}{\partial z} \right] = = 2qeb - \frac{\alpha}{2be} \left[ \lambda^2 - \frac{b^2}{16\pi^2} \left( \frac{\partial E}{\partial z} \right)^2 \right],$$
(3)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda E) - \frac{\partial}{\partial z} \left[ D_T \left( z, t \right) \frac{\partial \rho}{\partial z} \right] = 0.$$
 (4)

Используя уравнение Пуассона, после интегрирования уравнения (4) получаем уравнение для плотности полного электрического тока (*j*) в приземном слое атмосферы:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + 4\pi\lambda E - D_T(z,t)\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = 4\pi j.$$
 (5)

Вариации плотности электрического тока *j*(*t*) вблизи поверхности земли определяются нестационарностью электрических полей выше приземного слоя, т.е. обусловливаются глобальными изменениями потенциала ионосферы, вызываемыми грозовыми токовыми генераторами и другими генераторами, действующими в верхних слоях атмосферы.

Предположим, что значения плотности тока j(t) меняются по некоторому гармоническому закону с амплитудой  $j_0$  и циклической частотой  $\omega$ , тогда коэффициент турбулентного обмена для стратифицированной атмосферы может не зависеть от времени, если характерный временной масштаб его изменения гораздо больше  $\omega^{-1}$ . Тогда можно использовать степенное представление [27] для коэффициента турбулентного пере-

мешивания:  $D_T(z) = D_m z^m$ , m = 0;1;4/3 (соответственно, для устойчивого, нейтрального и термически неустойчивого типов стратификации приземного слоя). Для анализа полученных уравнений (3) и (5) введем в них замену переменных:

$$\begin{split} \lambda' &= \lambda/\lambda_{\infty}, \quad E_{1}' = E/E_{\infty}, \quad E_{\infty} = j_{0}/\lambda_{\infty}, \\ l_{m} &= \left(D_{m}\tau\right)^{1/2-m}, \quad \tau = \left(q_{\infty}\alpha\right)^{-1/2}, \quad z' = z/l_{m}, \\ t' &= \omega t, \quad z'' = z/L_{m}, \quad L_{m} = \left(D_{m}\tau_{\lambda}\right)^{1/2-m}, \\ \tau_{\lambda} &= 1/4\pi\lambda_{\infty}, \quad \lambda_{\infty} = 2ebn_{\infty}. \end{split}$$

Здесь  $\tau$  – время жизни аэроиона;  $l_m$  – его длина свободного пробега;  $\tau_{\lambda}$  – время электрической релаксации;  $L_m$  – толщина электродного слоя; m – параметр стратификации приземного слоя; индекс " $\infty$ " обозначает верхнюю границу электродного слоя.

В результате замены уравнения (3) и (5) приобретают безразмерный вид:

$$\omega \tau \frac{\partial \lambda'}{\partial t'} - \frac{\partial}{\partial z'} Z^m \frac{\partial \lambda'}{\partial z'} + \frac{b^2 E_{\infty}^2}{l_m^2} \tau_{\lambda} \tau \frac{\partial}{\partial z'} \left[ E' \frac{\partial E'}{\partial z'} \right] =$$

$$= l - \left[ \lambda'^2 - \frac{b^2 E_{\infty}^2 \tau_{\lambda}^2}{l_m^2} \left( \frac{dE'}{dz'} \right)^2 \right],$$

$$\omega \tau_{\lambda} \frac{\partial E'}{\partial t'} + \lambda' E' - z''^m \frac{\partial^2 E}{\partial z''^2} = j/j_0.$$
(6)

При условии  $\omega \tau \ll 1$ ,  $\omega \tau_{\lambda} \ll 1$  систему (6)–(7) можно рассматривать как квазистационарную при неизменном значении плотности электрического тока.

Если выполняются условия:  $b^2 E_{\infty}^2 \tau_{\lambda}^2 / l_m^2 \ll 1$  и  $b^2 E_{\infty}^2 \tau_{\lambda} \tau / l_m^2 \ll 1$ , то влиянием электрического поля в уравнении (6) можно пренебречь, то есть распределение электрической проводимости в приземном слое определяется только турбулентным переносом и ионизационно-рекомбинационными процессами и не зависит от изменений электрического тока.

Рассмотрим задачу о суточном ходе электрического поля в приземном слое вследствие глобальной вариации плотности электрического тока. Будем предполагать:  $\lambda = \text{const}$  и  $D_T = D_0 = \text{const}$ при m = 0. Последнее допущение соответствует условиям устойчивой стратификации приземного слоя атмосферы. Общий вид граничных и начальных условий для уравнения (4), с соответствующей левой частью, может быть представлен следующим образом:

$$E\Big|_{z\to 0} = E_0, \quad E\Big|_{t=0} = E_0,$$
  
$$\left(\frac{\partial E}{\partial t} + 4\pi\lambda E\right)\Big|_{z\to L} = 4\pi j_0(t).$$
 (8)

Рассмотрим последнее граничное условие в (8) как самостоятельное уравнение, описывающее


**Рис. 4.** Вариации плотности электрического тока (кривая *I*) и электрического поля на различных высотах (кривые 2–5 на высотах z = 0.5; 1; 2; 3 м соответственно) в классическом электродном слое.

вариации электрического поля на верхней границе электродного слоя ( $z \rightarrow L$ ) вследствие изменений глобального тока.

$$\frac{dE}{dt} + 4\pi\lambda E = 4\pi j(t). \tag{9}$$

Залалим закон глобального суточного изменения тока в течение суток в виде гармонической функции:  $j(t) = j_0(1 - \alpha \sin(\omega t))$ . При значении параметра  $\alpha = 0.2$  функция суточного изменения электрического тока имеет вид волны с минимумом в 06<sup>h</sup> UT и максимумом в 18<sup>h</sup> UT и амплитудой 20% (отклонения от среднего значения), что достаточно хорошо согласуется с унитарной вариацией [9, 10].

Тогда при начальном условии:  $E|_{t=0} = \frac{J_0}{\lambda}$  решением уравнения (9) является выражение:

$$E(t) = \frac{j_0}{\lambda} - 4\alpha \pi j_0 \frac{e^{-4\pi\lambda t}}{\omega^2 + (4\pi\lambda)^2} \times (10) \times \left(\omega + e^{4\pi\lambda t} (4\pi\lambda \sin(\omega t) - \omega \cos(\omega t))\right).$$

С учетом оценки значений параметров, входящих в выражение (10), пренебрегая малыми слагаемыми ( $\omega \ll 4\pi\lambda$ ,  $\lambda \sim 10^{-4} \,\mathrm{c}^{-1}$ ,  $\omega = 2\pi/\mathrm{T}$ ,  $T = 24 \,\mathrm{y}$ ). получаем следующее выражение для напряженности электрического поля:

$$E(t) = \frac{j_0}{\lambda} (1 - 0.2 \sin(\omega t)),$$
 (11)

т.е. закон изменения электрического поля во времени на верхней границе электродного слоя полностью совпадает с заданной глобальной вариацией электрического тока. Полученный результат соответствует некоторому предельному случаю, когда электродный слой у поверхности земли отсутствует.

Наличие классического электродного слоя означает, что значения электрической проводи-

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57

мости воздуха зависят от высоты [18]. Тогда, задав профиль электрической проводимости в виде:  $\lambda = \lambda_0 \exp(z/l_0)$ , где  $l_0 \approx 3-5$  м — характерная толщина классического электродного слоя, получаем пространственно-временное распределение электрического поля в виде:

$$E(z;t) = \frac{E_0}{e^{z/l_0}} (1 - 0.2\sin(\omega t)). \quad E_0 = j_0/\lambda_0.$$
(12)

Ниже представлены суточные вариации электрического поля и плотности тока (в относительных единицах) на разных высотах над поверхностью земли (рис. 4), а также при различных значениях толщины l<sub>0</sub> классического электродного слоя (рис. 5). Как следует из построенных кривых, колебания электрического поля и тока совпадают по времени, но различаются по амплитудным значениям, что является следствием действия классического электродного эффекта [14, 18]. С увеличением высоты над поверхностью земли значения амплитуды возмущения электрического поля уменьшаются (рис. 4), а при увеличении толщины l<sub>0</sub> электродного слоя увеличиваются (рис. 5). В табл. 2 приведены данные моделирования стационарного классического электродного эффекта в приземном слое [18], которые хорошо согласуются с полученными выше результатами (*l*<sub>0</sub> – расчетная толщина электродного слоя, зависящая от значений  $E_0$ ).

Вернемся к задаче о пространственно-временном распределении электрического поля E(z, t) в турбулентном приземном слое вследствие вариации плотности электрического тока на его верхней границе электродного слоя. С учетом принятых допущений уравнение для полного тока примет вид:

$$\frac{\partial E}{\partial t} - D_0 \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + 4\pi\lambda E = 4\pi j(t).$$
(13)

2021  $N_{0}4$ 



**Рис. 5.** Вариации электрического поля на высоте 1 м при различных значениях толщины  $l_0$  классического электродного слоя (кривые: 1 - 1 м; 2 - 2 м; 3 - 5 м).

определения  $T_n(t)$ :

Зададим начальные и граничные условия:

$$E\big|_{t=0} \to E_0, \quad E\big|_{z=0} \to E_0, \quad \frac{\partial E}{\partial z}\Big|_{z=L} \to 0.$$
 (14)

Здесь  $E_0$  — напряженность электрического поля в начальный момент времени,  $L \sim 10$  м — характерная толщина турбулентного электродного слоя.

Будем решать задачу методом Фурье [28]. Для этого сделаем замену переменных  $E = u(t, z) + E_0$ . Тогда уравнение (13) и условия (14) преобразуются к виду:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - D_0 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 4\pi\lambda u = 4\pi(j(t) - \lambda E_0), \qquad (15)$$

$$u\big|_{t=0} = E_1(z) - E_0, \tag{16}$$

$$u\big|_{z=0} = 0, \ \frac{\partial u}{\partial z}\Big|_{z=L} = 0.$$
(17)

В качестве *j*(*t*) примем гармонический закон, приведенный выше. Решение уравнения (15) с начальным условием (16) и граничными условиями (17) будем искать в виде:

$$u(z,t) = \sum_{n=1}^{\infty} T_n(t) \Phi_n(z), \qquad (18)$$

где функции  $\{\Phi_n(z)\}_{n=1}^{\infty}$  являются решением задачи Штурма—Лиувилля:

$$-D_0 \frac{d^2 \Phi}{dz^2} = \mu \Phi(z) \tag{19}$$

с граничными условиями:  $\Phi(0) = \Phi'(L) = 0$ 

Собственные числа и собственные функции задачи (17) имеют вид:

$$\mu_n = \left(\frac{\pi(2n-1)}{2L}\right)^2, \quad \Phi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{L}}\sin\frac{\pi(2n-1)}{2L}z.$$
(20)

Для определения функций  $\{T_n(t)\}_{n=1}^{\infty}$  подставим ряд (18) в формулы (15), (16) (условия (17) выполняются автоматически) и приравняем коэффициенты при базисном наборе  $\{\Phi_n(z)\}_{n=1}^{\infty}$ .

Таким образом, приходим к задаче Коши для

$$T'_n(t) + 4\pi\lambda T_n(t) + D_0\mu_nT_n(t) = \alpha_n(t), \qquad (21)$$

с начальным условием:  $T_n(0) = \beta_n$ , где  $\alpha_n(t) =$ 

$$= \int_0^L 4\pi (j(t) - \lambda E_0) \Phi_n(z) dz, \beta_n = \int_0^L (E_1(z) - E_0) \Phi_n(z) dz.$$

Величины  $\alpha_n(t)$  и  $\beta_n$  находим за счет разложения соответствующих функций в ряд по ортонормированной системе функций  $\{\Phi_n(z)\}_{n=1}^{\infty}$ .

Дифференциальное уравнение (21) решается в явном виде. Его решение можно искать в виде суммы общего решения однородного  $T_n^0$  и частного решения  $T_n^1$  неоднородного уравнений:

$$T_n^{\ 0} = C e^{-(4\pi\lambda + D_0\mu_n)t}$$
 и  $T_n^{\ 1} = C(t) e^{-(4\pi\lambda + D_0\mu_n)t}$ .

Таблица 2. Параметры классического электродного слоя

<i>E</i> <sub>0</sub> , В/м	-100	-200	-500
$E/E_0, \ z = 1 \ \mathrm{m}$	0.71	0.84	0.96
$E/E_0, z = 2$ м	0.55	0.71	0.87
$E/E_0, z = 3$ m	0.47	0.60	0.80
$E/E_0, z = 5$ m	0.45	0.50	0.68
$E_0/E_{\infty}, \ z = l_0$	2.22	2.33	2.43
<i>l</i> <sub>0</sub> , м	1.6	3.0	7.2



**Рис. 6.** Суточные вариации электрического поля на высоте z = 1 м при значении  $E_0 = -100$  В/м и разных значениях  $D_0$ , м<sup>2</sup>/с (кривые 1 - 0.05; 2 - 0.07, 3 - 0.10). Цена деления вертикальной шкалы составляет 50 В/м.



**Рис. 7.** Суточные вариации электрического поля на высоте z = 1 м при значении  $E_0 = -600$  В/м и разных значениях  $D_0$ , м<sup>2</sup>/с (1 - 0.05; 2 - 0.07, 3 - 0.10), цена деления вертикальной шкалы составляет 300 В/м.

Функция *C*(*t*) находится методом вариации произвольной постоянной. В итоге получаем:

$$T_n(t) = \beta_n e^{-(4\pi\lambda + D_0\mu_n)t} + \int_0^t \alpha_n(\tau) e^{-(4\pi\lambda + D_0\mu_n)(t-\tau)} d\tau.$$

Возвращаясь к исходной переменной, получаем выражение для пространственно-временного распределения напряженности электрического поля в приземном слое атмосферы:

$$E(t) = E_0 +$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \beta_n e^{-(D\mu_n + 4\pi\lambda)t} + \int_0^t \alpha_n(\tau) e^{-(D\mu_n + 4\pi\lambda)t} d\tau \right] \times (22)$$

$$\times \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{\pi(2n-1)}{2L} z.$$

Интегралы в коэффициентах ряда в выражении (22) можно вычислить, используя формулу Эйлера [28] для комплексного представления экспоненты. Тогда выражение для напряженности электрического поля будет иметь вид:

$$E(t) = E_0 - \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \left( \frac{6.4j_0 \left( \sin \left( \omega t \right) \left( D\mu_n + 4\pi\lambda \right) - \omega \cos \left( \omega t \right) + \omega e^{-(D\mu_n + 4\pi\lambda)t} \right)}{(2n-1)L \left( \left( D\mu_n + 4\pi\lambda \right)^2 + \omega^2 \right)} \right) \right] \sin \frac{\pi (2n-1)}{2L} z.$$
(23)

При помощи выражения (23) построены суточные вариации электрического поля на высоте один метр над поверхностью земли при различных значениях коэффициента турбулентного перемешивания (рис. 6–7). Задавались следующие значения параметров:  $E_0 = -200$  В/м и  $E_0 = -600$  В/м,

 $\lambda = 3 \times 10^{-14}$  Ом/м,  $j_0 = 3 \times 10^{-12}$  А/м<sup>2</sup>, L = 10 м. Граничные значения напряженности электрического поля  $E_0$  вблизи земной поверхности выбраны соответственно 200 и 600 В/м.

Из рис. 6 и 7 видно, что с увеличением значений коэффициента турбулентного перемешивания происходит запаздывание по времени (на 2–3 ч) наступления утреннего минимума и вечернего максимума. Также наблюдается рост абсолютных величин амплитудных значений напряженности электрического поля относительно среднего значения от 20% (кривая 1) до 40% (кривая 3), что показывает изменения пространственно-временного распределения электрического поля в условиях турбулентного электродного эффекта. Для больших значений  $D_0$  (кривые 2, 3) возмущения электрического поля существенно превышают (на 35–40%) значения унитарной вариации.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное математическое моделирование унитарной вариации позволяет сделать вывод о влиянии электродного эффекта не только на пространственные, но и временные характеристики электрического поля в турбулентном приземном слое. В турбулентном электродном слое появляется сдвиг по времени на несколько часов минимума и максимума в суточном ходе электрического поля вблизи поверхности земли относительно изменений полного тока. Следует отметить, что этот результат получен при условии постоянства (т.е. отсутствия суточного хода) напряженности электрического поля на поверхности земли. При усилении турбулентного перемешивания это смещение усиливается и происходит рост амплитудных значений вариаций электрического поля. Увеличение напряженности электрического поля немного уменьшает смещение максимума вследствие усиления влияния классического электролного эффекта, который препятствует воздействию турбулентности. Для более точного соответствия модельных расчетов результатам экспериментальных исследований необходимо использовать более сложное представление для коэффициента турбулентного перемешивания, зависящее от времени и высоты.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Hays P.B., Roble R.G. A Quasi-Static Model of Global Atmospheric Electricity. I. The Lower Atmosphere // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. № A7. P. 3205–3305.
- Roble R.G., Hays P.B. Quasi-Static Model of Global Atmospheric Electricity. II Electrical Coupling between the Upper and Lower Atmosphere // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. № A12. P. 7247–7256.

- 3. *Морозов В.Н.* Модель нестационарного электрического поля в нижней атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. 2005. Т. 45. № 2. С. 268–278.
- Мареев Е.А. Достижения и перспективы исследований глобальной электрической цепи // УФН. 2010. Т. 180. № 5. С. 527–534.
- Williams E.R., Mareev E.A. Recent progress on the global electrical circuit // Atmos. Res. 2014. V. 135– 136. P. 208–227.
- 6. *Slyunyaev N.N., Mareev E.A., Kalinin A.V., Zhidkov A.A.* Influence of large-scale conductivity inhomogeneities in the atmosphere on the global electric circuit // J. Atmos. Sci. 2014. V. 71. № 11. P. 4382–4396.
- 7. Liu C., Williams E.R., Zipser E.J., Burns G. Diurnal variation of global thunderstorms and electrified shower clouds and their contribution to the global electrical circuit // J. Atmos. Sci. 2010. V. 67. № 2. P. 309–323.
- 8. *Mach D.M., Blakeslee R.J., Bateman, M.G.* Global electric circuit implications of combined aircraft storm electric current measurements and satellite-based diurnal lightning statistics // J. Geophys. Res. 2011. V. 59. № 1. P. 183–204.
- 9. *Mauchly S.J.* Studies in atmosphere electricity based on observations made on the Carnegie (1915–1921) // Researches of the Department of Terrestrial Magnetism. Washington: Carnegie Institution, Publ., 1926. № 175. P. 385–424.
- Harrison R.G. The Carnegie curve // Surveys in Geophysics. V. 34(2). 2013. P. 209–232.
- Анисимов С.В., Мареев Е.А. Геофизические исследования глобальной электрической цепи // Физ. Земли. 2008. № 8. С. 8–18.
- 12. Slyunyaev N.N., Mareev E.A., Zhidkov A.A. On the variation of the ionospheric potential due to large-scale radioactivity enhancement and solar activity // J. Geophys. Res. Space Physics. 2015. V. 120. № 8. P. 7060–7082.
- Анисимов С.В., Мареев Е.А., Шихова Н.М., Дмитриев Э.М. Механизмы формирования спектра пульсаций электрического поля приземной атмосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. XLIV. № 7. С. 562–575.
- 14. Морозов В.Н., Куповых Г.В. Математическое моделирование глобальной атмосферной электрической цепи и электричества приземного слоя. СПб.: Изд-во "Астерион", 2017. 307 с.
- 15. Грунская Л.В., Морозов В.Н., Ефимов В.А., Гаврилов И.Н., Тарасов А.В. Лунно-солнечные приливы в электрическом поле атмосферы Земли // Изв. вузов. Физика. 2003. № 12. С. 71–77.
- 16. Мареева О.В., Мареев Е.А., Калинин А.В., Жидков А.А. О роли конвективного генератора в глобальной электрической цепи // Солнечно-земная физика. 2012. Вып. 21. С. 115–118.
- 17. Редин А.А., Куповых Г.В., Болдырев А.С. Электродинамическая модель конвективно-турбулентного приземного слоя атмосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 11–12. С. 820–828.
- Куповых Г.В., Морозов В.Н., Шварц Я.М. Теория электродного эффекта в атмосфере. Таганрог: Изд-во ТРТУ, 1998. 123 с.

- Ваюшина Г.П., Куповых Г.В., Мартынов А.А., Соколенко Л.Г. и др. Результаты наблюдений за атмосферным электричеством на горной станции пик Чегет в Приэльбрусье // Труды ГГО. 1995. Вып. 545. С. 36–46.
- 20. Аджиев А.Х., Куповых Г.В. Вариации атмосферного электрического поля на высокогорных пунктах наблюдений // ДАН. Геофизика. 2015. Т. 462. № 2. С. 213–216.
- Аджиев А.Х., Куповых Г.В. Измерения электрического поля атмосферы в высокогорных условиях Приэльбрусья // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 6. С. 710–715.
- Kupovykh G.V. Global variations of ionospheric potential in surface layer // Proc. 11th Int. Conf. on Atmosph. Electr. Alabama. 1999. P. 555–558.
- Редин А.А., Куповых Г.В. К вопросу о происхождении глобальных и локальных вариаций электрического поля вблизи поверхности земли // Изв. вузов. Северо-Кавказский регион. Естественные науки. 2011. № 1. С. 87–90.

- 24. Куповых Г.В., Болдырев А.С., Литвинова И.С, Марченко А.Г. О связи электрического поля с объемным зарядом в приземном слое атмосферы // Изв. вузов. Северо-Кавказский регион. Естественные науки. 2003. Приложение № 3. С. 42–45.
- 25. Клово А.Г., Куповых Г.В., Свидельский С.С., Тимошенко Д.В. Моделирование глобальных вариаций электрического поля в приземной атмосфере // Труды Военно-космической академии им А.Ф. Можайского. 2018. Вып. 662 "Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля состояния природной среды". С. 37–41.
- 26. Кудринская Т.В., Куповых Г.В., Редин А.А. Исследования ионизационного состояния приземного слоя атмосферы в разных геофизических условиях // Метеорология и гидрология. 2018. № 4. С. 77–84.
- 27. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 263 с.
- 28. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. СПб.: Изд-во "Лань", 2003. 831 с.

# Diurnal Variations of the Electric Field in the Atmospheric Boundary Layer

A. Kh. Adzhiev<sup>1, \*</sup>, A. G. Klovo<sup>2</sup>, T. V. Kudrinskaya<sup>2</sup>, G. V. Kupovykh<sup>2</sup>, and D. V. Timoshenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>FSBI "High-Mountain Geophysical Institute", KBR, Lenin Ave., 2, Nalchik, 360030 Russia <sup>2</sup>Institute of Computer Technologies and Information Security, Southern Federal University, per. Nekrasovsky, 44, GSP 17A, Rostov region, Taganrog, 347928 Russia \*e-mail: adessa 1@vandex.ru

The article presents the results of experimental and theoretical studies of daily variations in the atmospheric electric field in the surface layer. The measurements of the gradient of the potential of the electric field of the atmosphere were carried out at the Peak Cheget station (3040 m a.s.l.) in the high-mountainous zone of the Elbrus region, where there is no significant anthropogenic impact, and the features of unitary variation are manifested in the daily course of the electric field. An analysis of the observational data showed that the daily variation of the electric field has a morning  $(02^{h}-04^{h} \text{ UT})$  minimum, daytime  $(06^{h}-11^{h} \text{ UT})$  and evening maxima  $(16^{h}-19^{h} \text{ UT})$ , the positions of which depend on the surface wind speed. Local variations are caused by perturbations of the electric field caused by the space charge at the earth's surface due to the electrode effect and the influence of turbulent mixing. Analytical solutions of the equation for the total electric current in the area of action of the electrode effect are obtained and investigated. In the case of the classical electrode effect, the oscillations of the electric field and current coincide in time, but differ in amplitude values depending on the characteristic scale of the electrode layer. In a turbulent stably stratified surface layer, provided that the electric field strength on the earth's surface is constant (i.e., there is no diurnal variation), it was found that with an increase in the turbulence coefficient in the diurnal variation of the electric field, the maxima and minima of the diurnal variation shift by 2-3 hours relative to fluctuations in current density. Strengthening the electric field slightly reduces the displacement due to the increased influence of the classic electrode effect, which prevents the effects of turbulence.

Keywords: atmospheric electric field, surface layer, classical and turbulent electrode effect, diurnal variations

УДК 551.466.31:551.465.13

# ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ВОЛНАМИ В ЛОТКЕ

© 2021 г. В. Г. Полников<sup>*a*</sup>, Ф. А. Погарский<sup>*a*</sup>, И. А. Репина<sup>*a*, *b*, *c*, \*, Х. Ма<sup>*d*</sup>, Ш. Чанг<sup>*d*</sup></sup>

<sup>а</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия <sup>b</sup>Научно-исследовательский вычислительный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, ГСП-1, Ленинские горы, 1, стр. 4, Москва, 119991 Россия

ТСП-1, лепанские горы, 1, стр. 4, тоской, 117771 Госсия

<sup>с</sup>Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия <sup>d</sup>Институт океанографии Министерства природных ресурсов, 266061, Циндао, КНР

\**e-mail: repina@ifaran.ru* Поступила в редакцию 08.09.2020 г. После доработки 03.03.2021 г. Принята к публикации 14.04.2021 г.

На примере лабораторных экспериментов, выполненных в ветро-волновом лотке, получены оценки коэффициента турбулентной диффузии D, позволяющие провести первичную верификацию имеющихся теоретических результатов в части зависимости D от различных параметров. Для оценок D с применением формулы Эйнштейна использовались измерения скорости расплывания чернильного пятна в слое воды под волнами. Сравнение полученных оценок с набором параметризаций D показало, что в присутствие ветровых волн статистическое преимущество имеет параметризация вида  $D \propto u_*a_0\delta$ , а при наличии механических волн – параметризация  $D \propto a_0^3 f_p/z$ , где:  $u_*$  – скорость трения,  $a_0$  – амплитуда волн на поверхности,  $f_p$  – частота пика спектра волн,  $\delta$  – крутизна волн, а z – глубина измерений. Обсуждаются вопросы выполнения измерений и методики сравнения теории с экспериментом.

**Ключевые слова:** волны, турбулентность, диффузия, измерения в ветро-волновом лотке **DOI:** 10.31857/S000235152104009X

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что турбулентная диффузия является главным механизмом в процессах вертикального перемешивания вод в морях и океанах [1–3]. Интерес к исследованию процессов турбулентной диффузии и перемешивания в океане обусловлен в первую очередь определяющей ролью турбулентности в формировании гидрофизических, гидрохимических, гидробиологических и иных полей в океанской среде [4–6].

Причины возникновения турбулентности и связанных с ней процессов перемешивания весьма многообразны [1–9]. Одной из таких причин являются волны на поверхности воды, что представляет собой отдельное направление гидромеханики [3–5, 10–12]. В рамках этого направления выполнена и данная работа, посвященная изучению влияния волн на характеристики турбулентного перемешивания.

Несмотря на кажущуюся простоту системы (волны на поверхности воды, в которой нет дополнительных исходных движений), задача описания турбулентности, индуцированной волнами и связанных с ней динамических процессов, имеет давнюю историю и весьма далека от своего окончательного решения [3–5, 10–12]. В частности, вопросы расчета турбулентной диффузии в воде, индуцированной волнами на ее поверхности, стали активно разрабатываться еще в начале– середине прошлого века на основе аналитических решений уравнений Эйлера (см. ссылки в [5]). В частности, в 1947 г. Доброклонский [5] вывел формулу для коэффициента турбулентной диффузии (или вязкости) *D* через параметры монохроматической волны вида

$$D = (\pi \kappa^2 / 18) (h^2 / T) \exp(-2k |z|) \times \times [1 - \pi^2 s^2 \exp(-2k |z|)]^3 \propto a_0^2 f \exp(-2k |z|).$$
(1)

Здесь к – постоянная Кармана, h – высота волны, связанная с ее амплитудой  $a_0$  на поверхности соотношением  $h = 2a_0$ , T – период,  $k = (2\pi f)^2/g$  – волновое число (где f = 1/T – циклическая частота, g – ускорение силы тяжести),  $s = h/\lambda$  =



**Рис. 1.** Эскиз лотка и расположения оборудования. WG – волновые датчики, PT – трубки Пито, ADV – набор акустических доплеровских велосиметров, IP – набор инструментов для вбрасывания в лоток поплавков или красителей. Ширина лотка 1 м.

 $= hk/2\pi$  — уклон волн, z — глубина измерений. Позднее были получены параметризации D линейные по h, упомянутые в [11], но здесь не представляющие интерес. Заметим, что обобщение формулы (1) на случай спектра волн приводит к замене параметров волн T, k и f на их значения в пике спектра:  $T_p$ ,  $k_p$  и  $f_p$ , широко используемые далее.

В той же работе [11] формула (1) была тестирована наряду с еще двумя параметризациями, линейными по h, на основании данных эксперимента, в котором был учтен эффект затухания волн на боковых стенках лотка. Было показано, что данные эксперимента статистически более близки именно к параметризации (1).

Но указанные работы никак не учитывали уравнения Рейнольдса. В начале этого века появилась серия работ (см. ссылки в [3, 10, 12]), в которых теоретическая формула для турбулентной диффузии *D* при наличии ветровых волн на воде была получена на основе прямого замыкания напряжений Рейнольдса. Не вдаваясь в подробности, отметим, что замыкание по схеме работы [10] дает оценку

$$D(a_0, z) \propto a^2(z) \frac{d\left(\int f^2 S(f) \exp(-2k|z|)df\right)^{1/2}}{dz} \propto (2)$$
$$\propto a_0^2 f_p \delta \exp(-3k_p|z|),$$

которая включает в себя явную зависимость от крутизны волн  $\delta = a_0 k_p$ , обеспечивая кубичность *D* по амплитуде волн. Как отмечено выше, конечный вид параметризации (2) получен из формулы, приведенной в [10], в предположении острого пика спектра волн *S*(*f*).

Совсем недавно в работе [12] была изменена схема замыкания напряжений Рейнольдса и получено аналитическое представление *D* для слу-

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 4

чая ветровых волн, линейное по их средней амплитуде *a*<sub>0</sub>, вида

$$D(a_0, z) \propto u_* a_0 \exp(-k_p |z|). \tag{3}$$

По аналогии с (1)–(3), для любого вида волн на воде, можно получить обобщенную параметризацию функции турбулентной диффузии *D*, записанную в виде

$$D(a_0 z) = F(...)a_0^2 f_p \exp(-2k_p |z|),$$
(4)

если учесть, что безразмерная функция F(...) может включать в себя любой, физически обоснованный набор безразмерных параметров системы, например,  $\delta$ ,  $\exp(-k_p |z|)$ ,  $u_*/a_0 f_p$ ,  $a_0/z$ , и т.п. Заметим, кстати, что в отличие от точного результата (1), экспоненты по *z* в формулах (2)–(4) добавлены феноменологически, в предположении, что амплитуда волн спадает как  $a(z) \approx a_0 \exp(-k_p |z|)$ . Такое предположение является существенным упрощением реальной динамики волн в воде, допускающей применимость потенциальной теории, которое может не выполняться для движений турбулентного характера.

Приведенное разнообразие теоретических оценок для функции турбулентной диффузии D, естественно, ставит вопрос об их эмпирической верификации. С этой целью нами был проведен эксперимент по измерению D с помощью регистрации скорости размывания чернильного пятна в лотке под взволнованной поверхностью, результаты которого приводятся далее.

### 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились в ветро-волновом лотке Первого института океанографии, расположенного в г. Циндао, КНР (рис. 1). Размеры лотка по длине, ширине и высоте составляют 32 × × 1 × 2 м<sup>3</sup>, высота заполнения водой – 1.2 м. Экс-

2021

перимент выполнялся как для механических волн, генерируемых волнопродуктором, так и для ветровых волн.

Для волновых измерений использовались емкостные волновые датчики (WG) и трубки Пито (PT). Три акустических доплеровских велосиметра (ADV) применялись для измерения скорости трения *u*<sub>\*</sub> и скорости течений соответственно. Для впрыскивания чернил использовалось оригинальное приспособление IP, включающее стальную трубку, внутри которой зафиксирован капилляр для чернил. Приспособление IP попеременно привязывалось к местам расположения датчиков WG1–WG4, которые далее обозначаются как точки измерений P1–P4.

Ветер (замкнутой циркуляции) создавался вентилятором, расположенным на выходе из лотка. РТ имели пять каналов, расположенных над средним уровнем воды на высотах 7, 10, 14, 25 и 40 см (ось *OZ* направлена вверх с началом координат на средней поверхности воды). При скорости ветра более 10 м/с вся система РТ располагалась выше на 1.2 см. Измерения проводились при установлении стационарного состояния системы (более 5 мин работы волнопродуктора или вентилятора).

Все волновые записи имели длительность 10 мин и частоту дискретизации 50 Гц. Параллельно проводилась визуальная регистрация степени обрушений волн Br в процентах, как отношение числа обрушившихся гребней к их общему числу, прошедшему за 1–2 мин через контролируемый участок наблюдений с размерами порядка метра.

Ветровые волны генерировались ветром W, создаваемым вентилятором. Задавалось пять значений W, равных 4, 6, 8, 10 и 12 м/с, которые соответствуют скорости ветра в середине воздушной части лотка (z = 40 см).

Помимо ветровых волн, задавались два вида механических волн: регулярные (квазимонохроматические) волны и стохастические волны с широкой спектральной полосой, типа спектров Пирсона—Московица (РМ) или JONSWAP (JW) [13]. Волнопродуктор генерировал механические волны с тремя начальными частотами  $f_0$ : 1.5, 1.0 и 0.7 Гц, и с пятью амплитудами для каждой частоты: от  $H_S = 1$  см до  $H_S = 20$  см ( $H_S$  – программируемая волнопродуктором значительная высота волны).

Всего было проведено 42 эксперимента, для каждого из которых были выполнены по 3–4 видеозаписи расплывания пятна чернил камерой с частотой записи 10 Гц, достаточной для визуального анализа. По техническим причинам измерения расплывания чернил проводились только при инжекции чернил на горизонте z = -30 см.

### 3. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Обработка данных волновых измерений проводилась с использованием программного обеспечения МАТLAB. Частотные спектры волн S(f) рассчитывались методом авто-регрессии (AP), обеспечивающим минимальную погрешность оценки интенсивности S(f) [14], которая в нашем случае составляла порядка 3-5%. Таков же порядок погрешности и параметров волн  $a_0$ ,  $f_p$ ,  $k_p$  (и крутизны волн  $a_0k_p$ ), однозначно следующих из спектральной оценки S(f). Список параметров волнопродуктора, ветра и волн, совместно с номерами и датами экспериментов, представлен на сводной табл. 1.

Обработка видеоданных осуществлялась визуально в оболочке математического обеспечения РНАNTOM измерением размера пятна  $\Delta X(t)$  как функции времени *t*, с применением формулы Эйнштейна [8, 9]

$$\left(\Delta X\right)^2 = \operatorname{const} Dt,\tag{5}$$

в которой, для получения лишь качественных оценок *D*, значение константы принималось равным единице. Отметим, что, согласно [9], формула (5) применима на масштабах  $\Delta X$  порядка амплитуды волн  $a_0$ , превышающей условия появления турбулентности (т.е. когда число Рейнольдса  $\operatorname{Re} = a_0^2 \omega_p / \nu \approx a_0^{3/2} (a_0 g k_p)^{1/2} / \nu \approx a_0^{3/2} / \nu$  превышает 10<sup>3</sup>). При значениях кинематической вязкости воды  $\nu \approx 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ , указанное условие выполняется для амплитуд  $a_0$  (и размеров пятна  $\Delta X$ ) более 1 см.

Величина коэффициента турбулентной диффузии *D* определялась для каждого отдельного эксперимента по облаку эмпирических точек, построенному в координатах (t,  $\Delta X^2$ ), как коэффициент линейного тренда, проходящего через начало координат. Погрешность оценки коэффициента диффузии *D* составляла порядка 40–50%, что обусловлено значительным разбросом размеров пятен на момент t = 0 и заметным влиянием на процесс диффузии возвратных течений, неизбежных в замкнутом лотке [15] и искажающих динамику процесса диффузии.

Полученные значения D анализировались на предмет их статистического соответствия соотношениям (1)—(4) по отдельности: а) для всех вариантов ветровых волн и б) всех вариантов механических волн. Для этого по оси абсцисс откладывались значения функции параметризации, а по оси ординат — измеренные величины D. Степень их

# ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ

таолица г. пом	ера и даты экс	периме	нтов и пар	аметры волн				
No	Параметры волнопродуктора или ветра				Параметры волн			
у <u>№</u> эксперимента	<i>f</i> <sub>0</sub> , Гц; тип спектра	<i>H</i> s, см	Br, %	<i>W</i> ; <i>u</i> <sub>*</sub> , м/с; см/с	<i>а</i> <sub>0</sub> , см	$f_{\rm p},$ Гц	<i>k</i> <sub>p</sub> , рад/м	<i>a</i> <sub>0</sub> <i>k</i> <sub>p</sub> , б/р
Регулярные механические волны. Точка P2 = 12 м. Дата: 16.09.2019.								
1	1.5	3	0%	_	1.36	1.49	8.9	0.12
2	1.5	5	5%	_	2.13	1.49	8.9	0.19
3	1.5	7	30%	_	2.76	1.48	8.9	0.25
4	1.5	10	50%	_	3.20	1.48	8.8	0.28
5	1.5	15	_	_	Плохие данные			
	Регуля	рные ме	ханически	ие волны. Точ	нка P2 = 12 м	. Дата: 17.09.2	2019	
6	1.0	3	0%	_	1.03	1.0	4.0	0.04
7	1.0	5	0%	—	1.74	1.0	4.0	0.07
8	1.0	7	0%	_	2.45	1.0	4.0	0.10
9	1.0	10	0%	_	3.48	1.0	4.0	0.14
10	1.0	15	5%	_	5.03	1.0	4.0	0.20
11	0.7	15	0%	_	3.70	0.7	1.97	0.07
12	0.7	20	0%	—	5.03	0.7	1.97	0.10
	I	Ветрон	зые волны	. Точка P2 =	12 м. Дата: 17	.09.2019	I	
13	_	_	0%	6; 14.2	0.77	2.89	33.6	0.26
14	_	_	0%	8; 17.7	1.01	2.64	28.0	0.28
15	_	_	10%	10; 25.4	1.33	2.32	21.6	0.29
16	_	_	20%	12; 34.3	1.65	2.06	17.0	0.28
17	_	_	0%	4; 9.5	0.53	3.58	51.5	0.27
				Дата: 18.09.2	2019			
18	—	—	10%	10; 25.4	См. данные эксперимента 15			
19	_	_	0%	8; 17.7	См. данные эксперимента 14			
20	_	_	0%	6; 14.2	См. данные эксперимента 13			
Нерегулярные механические волны. Точка P2 = 12 м. Дата: 18.09.2019								
21	1.5; PM	3	0%	—	0.86	1.13	5.13	0.041
22	1.5; PM	5	0%	_	1.26	0.975	3.82	0.048
23	1.5; PM	7	30%	_	1.56	1.01	4.1	0.064
24	1.5; PM	10	50%	—	1.89	0.79	2.5	0.047
25	1.0; PM	10	0%	—	1.90	0.74	2.2	0.042
26	1.0; PM	15	0%	—	2.25	0.7	1.86	0.07
27	1.0; <b>JW</b>	15	100%	_	3.42	0.895	3.32	0.11
28	0.7; JW	15	0%	—	2.83	0.71	2.0	0.057

Таблица 1. Номера и даты экспериментов и параметры волн

	Параметры волнопродуктора или ветра			Параметры волн				
№ эксперимента	<i>f</i> <sub>0</sub> , Гц; тип спектра	<i>Н</i> s, см	Br, %	<i>W</i> ; <i>u</i> <sub>*</sub> , м/с; см/с	<i>а</i> <sub>0</sub> , см	$f_{ m p},$ Гц	<i>k</i> <sub>p</sub> , рад/м	<i>a</i> <sub>0</sub> <i>k</i> <sub>p</sub> , б/р
	Ветровые волны. Точка Р4 = 22 м. Дата: 19.09.2019							
29	33.6	_	0%	4; 9.5	0.75	2.56	26.3	0.20
30	—	-	0%	6; 14.2	1.06	2.17	18.9	0.20
31	—	-	0%	8; 17.7	1.53	2.0	16.1	0.25
32	—	-	15%	10; 24.4	2.09	1.78	12.7	0.26
33	—	-	20%	12; 34.3	2.54	1.67	11.2	0.28
Ветровые волны. Точка P1 = 9 м. Дата: 19.09.2019								
34	33.6	-	0%	4; 8.2	0.29	4.84	94.2	0.27
35	—	-	0%	6; 11.7	0.50	3.82	58.7	0.29
36	-	_	0%	8; 14.4	0.74	3.36	45.4	0.34
37	—	-	5%	10; 20.4	1.01	2.85	32.6	0.33
38	-	_	10%	12; 28.2	1.24	2.74	30.2	0.37
Регулярные механические волны. Точка P1 = 9 м. Дата: 20.09.2019								
39	1.5	3	0%	—	1.41	1.49	8.9	0.126
40	1.5	5	5%	—	2.31	1.49	8.9	0.21
41	1.5	7	30%	_	2.95	1.48	8.9	0.26
42	1.5	10	50%	_	3.46	1.48	8.9	0.31

Таблица 1. Окончание

соответствия определялась по величине параметра статистической обеспеченности  $R^2$ , рассчитываемого для линии линейного тренда. Полученные результаты представлены на рис. 2, 3, 4.

Так как в нашем случае измерения на различных глубинах не были реализованы, проверка экспоненциального спадания D(z), как специфического эффекта в профиле индуцированной волнами турбулентности, не проводилась. При этом анализ параметризаций D вида (1)–(4) показал, что учет фактора экспоненциального затухания амплитуды волн с глубиной вида  $a(z) = a_0 \exp(-k_p |z|)$  ухудшает статистическое соответствие между измерениями и параметризациями. Поэтому для предварительной оценки применимости параметризаций экспоненциальное спадание D(z) не учитывалось.

На рис. 2 показано сопоставление экспериментальных значений турбулентной диффузии *D* для ветровых волн с параметризацией по формуле (3) без учета экспоненциального затухания с глубиной.

Соответствие квадратичных и кубических по амплитуде волн параметризаций *D* их данным

измерений для ветровых волн представлено на рис. За, 36, 3в.

Из рис. За видно, что квадратичная по  $a_0$  параметризация вида (1) имеет более слабое статисти-



**Рис. 2.** Сопоставление экспериментальных значений турбулентной диффузии *D* для ветровых волн с параметризацией по формуле (3) без учета экспоненциального затухания с глубиной.



**Рис. 3.** Сопоставление экспериментальных значений турбулентной диффузии *D* для ветровых волн с параметризациями: (а) – по формуле (1); (б) – по формуле (4) с выбором  $F = u_*/a_0f_p$ ; (в) – по формуле (3) с добавлением фактора крутизны.

ческое соответствие, чем параметризация по формуле (3) (рис. 2в). В то же время кубическая по  $a_0$  параметризация D по формуле (2) (рис. 3б), учитывающая крутизну волн  $\delta$ , уже имеет некоторое преимущество перед формулой (3) (рис. 2в). Но еще большее статистическое соответствие име-



**Рис. 4.** Сопоставление экспериментальных значений турбулентной диффузии *D* для механических волн с параметризациями: (a) – по формуле (1); (б) – по формуле (4) при  $F = a_0/z$ .

ет параметризация (4) с выбором  $F = u_*/a_0 f_p$ , которая отличается от формулы (3) всего лишь наличием дополнительного фактора крутизны  $\delta = a_0 k_p$ . Анализ этих результатов приводится далее в разделе 4.

Аналогичные сопоставления для механических волн представлены на рис. 4а, 4б. Как видно из рис. 4а, квадратичная по амплитуде волн параметризация по формуле (1) статистически менее предпочтительна, чем кубическая по  $a_0$  параметризация D, соответствующая формуле (4), при выборе фактора  $F = a_0/z$  (рис. 4б). Но кубическая по  $a_0$  параметризация (2), отличающаяся от параметризации (1) на фактор крутизны, уже не приводит к повышению степени статистического соответствия ( $R^2 \approx 0.17$ ), существенно уступая варианту рис. 4б. Причина такого отличия влияния фактора крутизны в параметризации D для механических волн, от такового для ветровых волн, обсуждается далее в разделе 4.

### 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравним, прежде всего, параметризации D для ветровых волн по формулам (3) (рис. 2в) и (1) (рис. 3а). Их сопоставление свидетельствует о близости статистической обеспеченности обеих параметризаций. Причина такой близости заключается в том, что для ветровых волн их амплитуда  $a_0$ , по законам роста ветрового волнения на прямом разгоне [13], пропорциональна скорости трения, т.е.  $a_0 \propto u*$ . Если не учитывать зависимость D от глубины z, преимущество параметризации D остается за формулой (3), которая теоретически была обоснована в работе [12], т.е.  $D \propto u*a_0$ .

При этом кубическая по амплитуде волн параметризация D, выполненная по формуле (2), полученной в [10], имеет заметное преимущество перед таковыми по формулам (1) и (3), что обусловлено наличием понижающего факторы крутизны  $\delta \ll 1$  в формуле (2). Но, как видно из рис. 36, 3в, добавление фактора  $\delta$  в параметризацию (3) дает для ветровых волн наиболее приоритетную параметризацию вида

$$D \propto u * a_0 \delta. \tag{6}$$

Что же касается случая механических волн, статистически наиболее достоверной оказалась кубическая по амплитуде волн параметризация (рис.4б) вида

$$D(a_0, f_p, z) \propto a_0^3 f_p / z, \qquad (7)$$

следующая из формулы (4) при выборе безразмерного фактора вида  $F = a_0/z$ . Но в связи с появлением размерного параметра глубины *z* в формуле (7) более убедительный результат о форме функциональной зависимости *D* от параметров механических волн на воде позволят дать лишь измерения на различных глубинах.

Следует отметить, что, как видно из сопоставления рис. 3 и 4, величина турбулентной диффузии в случае механических волн имеет в 2-3 раза меньшие значения *D*, чем для ветровых волн. По этой причине добавление фактора крутизны в параметризацию (1) только ухудшает степень статистического соответствия формулы вида (2), по сравнению с квадратичной по амплитуде волн формулой (1), что, однако, не препятствует преимуществу параметризации вида (7).

Заметим в заключение анализа, что установленные зависимости  $D(a_0, f_p, u_*)$  носят пока предварительный характер и, естественно, нуждаются в уточнениях в дальнейших экспериментах, в частности с проведением измерений на разных глубинах. Полученное количество экспериментальных данных относительно мало, но позволяет оценить возможность применимости различных параметризаций. Оценки  $D \approx 1-5 \text{ см}^2/\text{с}$ , которые следуют из наших измерений, превышают значение молекулярной вязкости для воды более, чем на 2 порядка, что характерно для величин турбулентной диффузии [9, 11] и свидетельствует о достоверности используемого метода измерений *D*. Получение же более точных количественных значений величин *D* потребует теоретического уточнения величины константы в формуле (5) [7–9].

#### 5. ОБСУЖДЕНИЕ

В вопросах методики и точности измерений, прежде всего, следует отметить значительный разброс результатов оценок величины D относительно любой из искомых параметризаций. Такой разброс обусловлен как случайной формой начального пятна чернил (от 1 до 3 см в диаметре), так и воздействием возвратных течений, существующих в замкнутом лотке.

Использованная нами техника инжекции красящих капель (устройство IP) требует совершенствования в части строгого дозирования начальных размеров чернильных пятен малых размеров (до 3–5 мм в диаметре). Помимо этого, негативную роль играет и величина удельной плотности чернил, которая в наших экспериментах несколько превышала плотность воды, т.е. не обладала нейтральной плавучестью. Эти методические дефекты эксперимента, обусловленные (в данном случае) техническими причинами, могут быть устранены в дальнейших исследованиях.

Более сложной задачей является проблема исключения влияния возвратных течений. По-видимому, ее решение лежит в плоскости совершенствования инженерных конструкций лабораторных лотков. Одним из таких решений является создание ветро-волновых каналов, погруженных в более широкий и длинный бассейн, по образцу бассейна в ИПФ РАН [16].

Еще одним ограничением выполненных экспериментов, не позволяющим более детального уточнения формулы зависимости величины турбулентной диффузии от параметров системы, является единственный горизонт измерений, что не позволяет отследить зависимость D(z). Очевидно, что различные степени зависимости D(z) должны проявляться и в зависимостях  $D(a_0)$ . Эта взаимосвязь убедительно показана выше на примере параметризаций для ветровых волн. Поэтому такого рода измерения должны выполняться, как минимум, на 3–5 горизонтах, при сохранении достаточно большого числа вариаций параметров волнения (порядка 40–50 экспериментов для каждой глубины измерений). В целом, представляется, что продолжение работ по усовершенствованию методов эмпирического определения величины турбулентной диффузии и ее зависимости от параметров волнения вполне перспективно уже в ближайшее время.

### 6. ВЫВОДЫ

В заключение можно сформулировать следующие выводы.

 Прямые измерения турбулентной диффузии, в том числе и индуцированной волнами на поверхности воды, возможны на основе измерений скорости размывания чернильного пятна.

2. На примере экспериментов, выполненных в лотке Первого института океанографии Китая, получены оценки коэффициента турбулентной диффузии *D*, позволяющие провести первичную верификацию имеющихся теоретических результатов в части зависимости *D* от различных параметров (скорости трения, крутизны и амплитуды волн, частоты пика волнового спектра). В частности, установлено, что: а) в случае ветровых волн на воде наиболее предпочтительна параметризация вида  $D(a_0, u*) \propto u*a_0\delta$ , предложенная в рамках модели [12]; б) в случае механических волн – параметризация  $D(a_0, f_p) \propto a_0^3 f_p/z$ , полученная из размерных соображений по формуле (4) при выборе безразмерного фактора вида  $F = a_0/z$ .

3. Для повышения точности и полноты построения параметризации  $D(a_0, f_p, z)$  необходимо минимизировать влияние возвратных течений, проводить измерения на значительном числе горизонтов в воде и использовать чернила нейтральной плавучести. Техника инжекции красящих капель требует совершенствования в части строгого дозирования начальных размеров чернильных пятен малых размеров (до 3–5 мм в диаметре).

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны студентам Х. Ванг (Xue Wang) и Ч. Ли (Chao Li) за помощь в выполнении экспериментов. Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 18-05-00161 и 18-05-80065-опасные явления, при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № 075-15-2019-1621 и китайского фонда National Natural Science Foundation of China № 41821004.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Mellor G.L., Yamada T. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems // Rev. Geophys. Space Phys. 1982. V. 20. P. 851–875.

- Ardhuin F., Jenkins A.D. On the interaction of surface waves and upper ocean turbulence // J. Phys. Oceanogr. 2006. V. 36. P. 551–557.
- Qiao F., Yuan Y., Deng J., Dai D., Song Z. Wave-turbulence interaction-induced vertical mixing and its effects in ocean and climate models // Phil. Trans. R. Soc. 2016. V. A374: 20150201.
- Jeffreys H. On turbulence in the ocean. The London, Edinburgh, and Dublin Phil. Mag. and J. Sci., 1920. V. 39. P. 578–586.
- 5. Доброклонский С. В. Турбулентная вязкость в поверхностном слое моря и волнение // Докл. АН СССР. 1947. Т. 58. № 7. С. 1345–1348.
- Roberts P.J.W., Webster D.R. Turbulent diffusion. Environmental Fluid Mechanics: Theories and Applications (ed. H. Shen). ASCE Press, Reston, 2002. P. 7–47.
- 7. *Монин А.С., Яглом А.Я*. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1967. Ч. 2. 630 с. (ч. 2. §21).
- 8. Голицын Г.С. Статистика и динамика природных процессов и явлений. М: Красанд, 2013. 398 с. (гл. 6).
- Океанология. Физика океана. Том 1. Гидрофизика океана. Под ред. Каменковича В.М., Монина А.С. М: Наука, 1978. 455 с. (Глава IV, раздел 6).
- Qiao F., Yuan Y., Yang Y., Zheng Q., Xia C., Ma J. Waveinduced mixing in the upper ocean: Distribution and application to a global ocean circulation model // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L11303.
- Доброклонский С. В., Контобойцева Н.В. Экспериментальное исследование турбулентной вязкости в монохроматической волне // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1967. Т. 2. № 1. С. 64–74.
- Полников В.Г. Модель вертикального перемешивания, вызванного ветровыми волнами // Механика жидкости и газа. 2020. № 1. С. 22–32.
- Komen G.I., Cavaleri L., Donelan M., Hasselmann K., Hasselmann S., Janssen P.A.E.M. Dynamics and Modelling of Ocean Waves. Cambridge University Press, 1994. 554 p.
- 14. *Kay S. M.*, Modern Spectral Estimation, Theory and Application. Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, New Jersey, 1988. 543 c.
- Longo S. Wind-generated water waves in a wind tunnel: Free surface statistics, wind friction and mean air flow properties // Coast. Eng. 2012. V. 61. P. 27–41.
- 16. 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.

## Direct Measurement of Turbulent Diffusion Induced by Waves in a Tank

V. G. Polnikov<sup>1</sup>, F. A. Pogarskiy<sup>1</sup>, I.A. Repina<sup>1, 2, 3, \*</sup>, H. Ma<sup>4</sup>, and Sh. Jiang<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Obukhov Institute of Atmospheric Physics of RAS, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia

<sup>2</sup>Research Computing Center, Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory, 1-4, Moscow, 119991 Russia <sup>3</sup>Moscow Center for Fundamental and Applied Mathematics, Moscow, Russia

<sup>4</sup>First Institute of Oceanography of Ministry of Natural Resources, Xianxialing road, 6, Qingdao, 266061 China \*e-mail: repina@ifaran.ru

Using the laboratory experiments carried out in a wind-wave tank, estimates of the turbulent diffusion coefficient D were obtained. This made it possible to carry out an initial verification of the available theoretical results in terms of the dependence of D on various parameters. To estimate D using the Einstein formula, we used measurements of the spreading rate of an ink blot in the water layer under the waves. Comparison of the obtained estimates with a set of model parameterizations for D, as functions of parameters of the system, has shown that in the presence of wind waves, the statistical advantage has the parameterization of the kind

 $D \propto u_* a_0 \delta$ , and in the presence of mechanical waves does  $D \propto a_0^3 f_p/z$ , where  $u_*$  is the friction velocity,  $a_0$  is the amplitude of the waves at the surface,  $f_p$  is the peak frequency of the wave spectrum,  $\delta$  is the wave steepness, and z is the depth of measurements. The issues of the measurements conduction and methods of comparing a theory with an experiment are discussed.

Keywords: waves, turbulence, diffusion, wind-wave tank measurements

УДК 551.465.635

# РАЗВИТИЕ ХОЛОДНОЙ АНОМАЛИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ЧЕРНОГО МОРЯ

© 2021 г. Д. А. Яровая<sup>а,</sup> \*, В. В. Ефимов<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр "Морской гидрофизический институт РАН", ул. Капитанская, 2, Севастополь, 299011 Россия

> \*e-mail: darik 777@mhi-ras.ru Поступила в редакцию 08.02.2021 г. После доработки 29.03.2021 г. Принята к публикации 14.04.2021 г.

С использованием совместной численной модели море—атмосфера рассмотрена характерная реакция морской среды на интенсивное ветровое воздействие. Показано, что модель воспроизводит холодные аномалии температуры поверхности моря (ТПМ), развившиеся в восточной половине Черного моря 6—8 ноября 2011 г. и зафиксированные в спутниковых данных. Количественно оценена роль различных механизмов в формировании этих аномалий и показано, что основным фактором резкого понижения ТПМ было ветровое перемешивание. Рассмотрено влияние холодной аномалии на поля скорости течения вблизи кавказского побережья, в частности появление в море циклонического вихря и увеличение скорости Основного черноморского течения.

**Ключевые слова:** совместное моделирование море–атмосфера, холодные аномалии ТПМ в Черном море, физические механизмы формирования холодных аномалий ТПМ, циклонический вихрь **DOI:** 10.31857/S0002351521040118

#### введение

Долгоживущие холодные аномалии температуры поверхности Черного моря, имеющие масштабы от нескольких десятков до сотни километров и время жизни более одного месяца, хорошо представлены в архивных данных дистанционных спутниковых измерений [1] и являются интересной и важной особенностью температурного поля в летне-осенний период года.

Эта работа является продолжением наших предыдущих работ [2-4]. В [2, 3] для Черного моря было проведено климатическое исследование положительных и отрицательных аномалий температуры поверхности моря (ТПМ) с использованием результатов регионального климатического моделирования RegCM с разрешением 25 км [5] и спутниковых данных NOAA-ESRL [1] за 32-летний период. Величина аномалии вычислялась как центрированное по пространству отклонение среднесуточной ТПМ от своего климатического значения. Были описаны наиболее характерные для четырех сезонов положительные и отрицательные аномалии ТПМ в Черном море и рассмотрены возможные причины их возникновения. В частности, было получено, что осенью наибольшие по величине холодные аномалии образуются в восточной части моря вследствие ветрового перемешивания. Другой механизм возникновения осенних холодных аномалий — большие сезонные значения циклонической завихренности приводного ветра в юго-восточной части моря, в районе Батуми [3]. Понижение ТПМ здесь может быть связано с подъемом термоклина, подобно тому как это произошло при воздействии на Черное море квазитропического циклона в сентябре 2005 г., когда в результате выхода термоклина на поверхность ТПМ под циклоном понизилась более чем на 10°C [4, 6].

В [4] механизм понижения ТПМ под квазитропическим циклоном был изучен при помощи совместной мезомасштабной модели море-атмосфера NOW (NEMO – OASIS – WRF). Совместная модель NOW позволила воспроизвести реакцию верхнего слоя Черного моря на необычно интенсивный и уникальный для Черноморского региона мезомасштабный атмосферный циклон. Поэтому представляет интерес проверить применимость модели NOW для численного исследования распространенных в регионе осенних холодных аномалий ТПМ, возникающих под действием интенсивного приводного ветра. Для исследования был выбран зафиксированный в спутниковых данных случай резкого понижения ТПМ в начале ноября 2011 г. в восточной части Черного моря.

#### ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для проверки результатов моделирования холодных аномалий мы использовали климатические спутниковые данные о среднесуточных полях ТПМ с разрешением 0.25° [1].

Совместная модель море-атмосфера (NOW), подробно описанная в [7], использовалась нами ранее в работе [4] и включает в себя атмосферный блок — модель WRF [8] версии 4.2, морской — модель NEMO [9] версии 3.6 и каплер OASIS [10]. В качестве начальных и граничных условий для WRF использовались данные реанализа ERA5 с разрешением 0.25° и шагом по времени 6 ч, полученного с усвоением данных наблюдений [11]. В качестве начальных условий для морской модели были использованы климатические поля уровня моря, температуры, солености, а также зональной и меридиональной скорости течения с разрешением 5 км, полученные на основе модели МГИ [12, 13]. Таким образом, в исходных морских температурных полях аномалии ТПМ отсутствуют. Граничные условия на поверхности моря (потоки тепла, напряжение трения ветра и осадки) для NEMO рассчитывались в атмосферной модели WRF. В свою очередь, от NEMO к WRF передавались поля ТПМ и скорости течения на поверхности. Обмен полями между моделями производился каждые два часа. Горизонтальные расчетные сетки в атмосферной и морской модели были идентичны, имели разрешение 4.6 км и размер 308 × 202 узлов (размер указан для основной расчетной сетки, на которой рассчитываются скалярные переменные). При построении расчетных сеток использовалась проекция Ламберта. По вертикали в атмосферной модели использовалось 37 уровней с увеличенным разрешением в пограничном слое, в морской – 35, из которых 15 находилось в верхнем слое 0-100 м. Шаг по времени при моделировании составлял 10 с для WRF и 300 с лля NEMO.

В атмосферной модели были использованы следующие схемы параметризации: WSM3 для описания фазовых переходов в атмосфере, YSU для пограничного слоя, Revised MM5 для приповерхностного слоя, Noah Land Surface Model для расчета потоков тепла и влаги от поверхности, Betts-Miller-Janjic для кучевой конвекции и схемы RRTM и Dudhia для радиационного теплообмена. Боковые граничные условия в атмосферной модели обновлялись каждые 6 ч. Чтобы атмосферная модель WRF за время моделирования не "ушла" слишком далеко от начальных условий, использовалось спектральное "притягивание" (nudging) - процедура, при которой мелкомасштабные особенности атмосферных полей остаются неизменными, а крупномасштабные каждые 6 ч "подтягивают" к текущим полям реанализа.

В морской модели для расчета вертикального турбулентного обмена использовалась схема Generic Length Scale. В отличие от ранее рассмотренной упрощенной морской модели [2], в которой ветровое перемешивание развивается, только если объемное число Ричардсона становится меньше некоторого критического значения, т.е. когда нарушается условие устойчивости, в NEMO перемешивание описывается коэффициентом вертикального турбулентного обмена, который тем больше, чем больше напряжение трения ветра.

Совместное моделирование проводилось следующим образом. Чтобы уменьшить влияние начальных условий, расчет был начат за 5 сут до интересующего нас времени развития холодных аномалий 6—8 ноября 2011 г. В качестве начальных условий для NEMO использовались климатические морские поля для 1 ноября. Начальными условиями для WRF были атмосферные поля для 0 ч 1 ноября 2011 г. Совместное моделирование продолжалось до 0 ч 10 ноября 2011 г.

Подчеркнем, что в работе не стояла цель воспроизвести термогидродинамические поля в Черном море в конкретный промежуток времени. Этого потребовало бы продолжительного адаптационного расчета — реанализа совместной циркуляции атмосфера—море для всего Черноморского бассейна. Наша задача — изучить характерную реакцию полей скорости и температуры Черного моря на резкое усиление скорости приводного ветра на примере одной из холодных аномалий, возникших в осенний период в восточной части моря, и проверить, будет ли эта реакция соответствовать данным наблюдений.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

#### Холодные аномалии ТПМ по спутниковым данным и по результатам совместного моделирования

Сравним среднесуточные поля ТПМ, полученные по спутниковым данным, за два срока. Первый срок – это 6 ноября 2011 г., время, непосредственно предшествующее развитию холодных аномалий в восточной половине моря (рис. 1а). На рис. 1а в центральной части Черного моря южнее крымского побережья хорошо представлена холодная аномалия, которая сформировалась, согласно спутниковым данным, еще во второй половине октября. Согласно [1], температура в центре аномалии была на 2°С меньше своего климатического значения. Это была довольно интенсивная для осеннего периода аномалия, т.к. средняя величина осенних холодных аномалий обычно не ниже  $-1.6^{\circ}C$  [3].

Рисунок 16 относится к 8 ноября — это время непосредственно после развития холодных аномалий в восточной половине моря. На рис. 16 присутствует рассмотренная ранее холодная ано-



**Рис. 1.** Холодные аномалии ТПМ в Черном море: среднесуточная ТПМ по спутниковым данным и среднесуточная приводная скорость ветра по совместной модели на 06.09.2011 (а) и 08.09.2011 (б). Разность полей ТПМ между 08.09.2011 и 06.09.2011 по спутниковым данным (цвет), а также среднесуточная ТПМ (°С, изолинии) и приводная скорость ветра по совместной модели на 08.09.2011 (в). На рис. 1в белыми кружками обозначены локальные минимумы ТПМ – центры контрольных областей.

малия южнее крымского побережья, которая мало изменилась за 3 сут. Но помимо этого в поле ТПМ появились две новые холодные аномалии с центрами (38; 43.5) и (40; 41.5), величины которых, согласно [1], достигали  $-2.5^{\circ}$ С. Согласно спутниковым данным, показанные на рис. 16 холодные аномалии – долгоживущие, хорошо видны в поле ТПМ и через 10 сут, т.е. 18 ноября.



Рис. 1. Окончание.

На рис. 1в цветом показана разность полей температуры, показанных на рис. 16 и 1а. Как и следовало ожидать, первоначально присутствовавшая холодная аномалия в разностном температурном поле практически отсутствует, но хорошо видны две области сильного локального понижения ТПМ: на 3-3.5°С вблизи кавказского побережья и на 1.5-2.5°С в юго-восточной части моря. Также на рис. 1в изолиниями показаны результаты совместного численного моделирования, начатого 1 ноября. Поскольку, как указывалось выше, в качестве начальных условий для NEMO использовались климатические морские поля, холодная аномалия в центральной части моря, возникшая задолго до 1 ноября (рис. 1а), в результатах моделирования отсутствует, а недавно развившиеся хорошо представлены. Как видно из рис. 1, результаты моделирования ТПМ качественно хорошо согласуются с данными наблюдений. Совместная модель воспроизвела локальное понижение ТПМ вблизи кавказского побережья и в юго-восточном углу моря, т.е. там, где согласно данным наблюдений 6-8 ноября и возникли две новые холодные аномалии.

Не приводя иллюстраций, отметим, что в поле ТПМ реанализа ERA5 за 8 ноября воспроизведена только холодная аномалия вблизи крымского побережья, а две другие аномалии в восточной половине моря (рис. 1б), отсутствуют. Т. о., совместная модель лучше воспроизвела реакцию верхнего слоя моря на приводное поле ветра, чем реанализ ERA5.

Согласно результатам моделирования WRF (рис. 1), в начале ноября над восточной половиной моря установился воздушный поток с циклонической завихренностью. Величина завихренности была наибольшей вблизи побережья в области (39° в.д., 44° с.ш.), где поток обтекал высокогорную часть Кавказских гор, и в юго-восточном углу моря, где приводный ветер изменял свое направление с северо-западного на южное/юго-восточное. 8 ноября вблизи кавказского побережья сформировался мезомасштабный циклонический вихрь (рис. 16, 1в).

Используя результаты совместного моделирования, рассмотрим более подробно, какие изменения произошли в верхнем слое моря 6—8 ноября. Для этого выделим две контрольные области: область 1 вблизи кавказского побережья и область 2 в юго-восточном углу моря (центры областей отмечены на рис. 1в). Размер областей равен  $7 \times 7$  точек, что примерно соответствует размеру ячейки сетки спутниковых данных. На рис. 2 показано изменение температуры и толщины ВКС, а также приводной скорости ветра по результатам моделирования за 1—9 ноября.

Толщина ВКС определялась условно как толщина квазиоднородного слоя, в котором вертикальный градиент температуры по модулю не превосходит 0.2°С/м. В случае сильного заглубле-



**Рис. 2.** Временной ход ТПМ, толщины ВКС и приводной скорости ветра по результатам совместного моделирования в области 1 (а) и области 2 (б).

ния ВКС его толщина определялась как наименьшая глубина залегания изотермы 8°С. Как видно из рис. 2, в обеих областях 6–8 ноября произошло резкое увеличение скорости ветра, причем в области 1 скорость ветра увеличилась до 20 м/с. Следствием этого явилось резкое, на 3–3.5°С, уменьшение ТПМ и значительное заглубление термоклина. Такое увеличение глубины ВКС и понижение его температуры является непосредственным результатом резкого увеличения скорости приводного ветра. Модель NEMO хорошо воспроизвела реакцию верхнего слоя моря.

#### Механизмы формирования холодных аномалий ТПМ

В этом разделе мы количественно оценим роль отдельных физических процессов в формировании холодных аномалий в областях 1 и 2: рассмотрим реакцию ТПМ на теплообмен с атмосферой, вовлечение холодной воды на нижней границе ВКС из термоклина, а также на горизонтальную адвекцию в область холодной аномалии более теплой воды из окружающей среды и большую вертикальную скорость под термоклином.

Для количественной оценки мы использовали известные простые соотношения. Изменение ТПМ за счет потоков тепла через поверхность моря описывается величиной

$$\frac{Q}{\rho C_p H} \Delta t, \tag{1}$$

где Q — суммарный (явный + скрытый + радиационный) поток тепла,  $\Delta t$  — период времени (в нашем случае равный 1 ч),  $\rho$  и  $C_p$  — плотность и удельная теплоемкость воды, H — толщина ВКС. Изменение ТПМ за счет вертикального турбулентного перемешивания через нижнюю границу ВКС можно оценить как

$$\Delta t \int_{-H}^{0} \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial T}{\partial z} \right) dz = -\frac{\Delta t}{H} \left( K \frac{\partial T}{\partial z} \right) \Big|_{z=-H} \approx$$

$$\approx -\frac{\Delta t}{2H} \left( K_{k-1/2} \frac{T_{k-1} - T_k}{z_k - z_{k-1}} + K_{k+1/2} \frac{T_k - T_{k+1}}{z_{k+1} - z_k} \right) \Big|_{z_k=H}, \quad (2)$$

где T – температура воды, K – коэффициент вертикальной турбулентной диффузии тепла (рассчитывается в модели NEMO);  $z_k$  – глубина k-го уровня (нумерация идет от поверхности моря). Вертикальная ось направлена вверх.

Изменение температуры, обусловленное полем вертикальной скорости, можно оценить как

$$-\Delta t \int_{-H}^{0} w \frac{\partial T}{\partial z} dz \approx -\Delta t \sum_{k} \left( w_{k+1/2} \frac{T_k - T_{k+1}}{z_{k+1} - z_k} \right), \quad (3a)$$

где w — вертикальная скорость. Изменение температуры за счет горизонтального переноса в точке расчетной сетки с координатами (i; j) можно оценить как

$$-\Delta t \int_{-H}^{0} \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) dz =$$

$$= -\Delta t \sum_{k} \left( u_{i,j,k} \frac{T_{i+1,j,k} - T_{i-1,j,k}}{2\Delta x} + v_{i,j,k} \frac{T_{i,j+1,k} - T_{i,j-1,k}}{2\Delta y} \right),$$
(36)

где u, v — зональная и меридиональная компоненты скорости течения;  $\Delta x = \Delta y = 4.6$  км. При выводе соотношений (2) и (3а) мы учли, что в морской модели уровни, на которых рассчитываются переменные *T*, *u* и *v*, находятся посередине между уровнями, на которых рассчитываются переменные w и K. Для простоты в формулах (1)-(3) производная по времени аппроксимирована направленной разностью вперед, а для вычисления пространственных производных применена центрально-разностная схема. Разумеется, в модели NEMO используются более точные аппроксимации производных, чем в (1)-(3). Но простые соотношения (1)-(3) позволяют непосредственно оценить вклад различных факторов в изменение ТПМ.

Из рис. 3 видно, что в первые 4-5 сут после начала моделирования в обеих областях формула (1) хорошо описывает изменение ТПМ. В этот период температура ВКС за счет сезонного выхолаживания уменьшалась почти с постоянной скоростью ~0.1-0.2°С/сут. На графиках ТПМ за этот период можно увидеть колебания, связанные с суточным циклом приходящего потока коротковолновой радиации. После 6 ноября произошло резкое понижение ТПМ, которое хорошо описывается формулой (2). Как видно из рис. 3, за все время моделирования понижение ТПМ в области 1 за счет ветрового перемешивания было в два раза больше, чем за счет сезонного выхолаживания. В то же время в области 2 влияние этих факторов было сопоставимо.

В области 2 подъем холодной воды вызвал некоторое понижение ТПМ (рис. 36). В области 1 суммарное изменение температуры ВКС, рассчитанное по соотношениям (3а) и (3б), было незначительно. Хотя область 1 находилась в стороне от Основного черноморского течения (ОЧТ), возникший вблизи кавказского побережья циклонический круговорот (см. далее раздел "Циклонический вихрь в море"), скорее всего, приносил теплую воду в область холодной аномалии, что скомпенсировало понижение ТПМ из-за направленной вверх вертикальной скорости.

Обычно понижение ТПМ за счет ветрового перемешивания и увеличение толщины ВКС связывается с эрозией термоклина — проникновением турбулентных вихрей из ВКС в термоклин. Проблема скорости вовлечения неоднократно изучалась в лабораторных условиях [14]. Интересно сравнить результаты экспериментов с результатом прямого численного моделирования. На рис. 4 показано изменение толщины ВКС, рассчитанное по одной из общеизвестных полуэмпирической формул [14]:

$$w_e = \frac{2.5g\alpha}{\Delta TH} u_*^3,\tag{4}$$

где  $w_e$  — скорость вовлечения холодной воды из термоклина в ВКС (по сути, скорость увеличения толщины ВКС), g — ускорение свободного падения,  $\alpha = 2 \times 10^{-4\circ} C^{-1}$  — коэффициент теплового расширения,  $\Delta T$  — перепад температуры в термоклине (разница температур на верхней и нижней



**Рис. 3.** Количественная оценка влияния различных факторов на изменение ТПМ в области 1 (а) и области 2 (б). График  $\theta$  – ТПМ по результатам совместного моделирования, графики с 1 по 5 – ТПМ, рассчитанная нами по простым соотношениям с учетом влияния следующих факторов: потоков тепла от поверхности моря (график 1), вертикального турбулентного обмена (график 2), вертикальной скорости (график 3), вертикальной и горизонтальной скорости (график 4), потоков тепла, вертикального обмена, вертикальной и горизонтальной скорости (график 5).



**Рис. 4.** Временной ход толщины ВКС по результатам совместного моделирования (сплошная линия) и по формуле Като-Филипса [14] (пунктир) в области 1 (а) и в области 2 (б).

границах),  $u_*$  — динамическая скорость трения в воде, которая зависит от приводной скорости вет-

ра.  $u_* = \sqrt{\frac{\rho_a C_d}{\rho}} V_{10}$ , где  $\rho_a$  – плотность воздуха,  $V_{10}$  – скорость ветра на 10 м над поверхностью моря,  $C_d$  – безразмерный коэффициент обмена, зависящий от стратификации в пограничном слое атмосферы. Также на рис. 4 для сравнения показано, как изменялась в рассматриваемых областях толщина ВКС по результатам совместной модели. Как видно, рассчитанная по формуле (4) толщина термоклина хорошо согласуется с результатами моделирования и, по крайней мере в нашем случае, правильно описывает изменение толщины ВКС в Черном море при ветровом перемешивании.

Отметим также, что в формулу (4) скорость трения входит в кубической степени. Это объясняет сильно нелинейную связь между скоростью приводного ветра и эволюцией глубины ВКС. По сути, ветровое перемешивание в областях 1 и 2 и, соответственно, резкое заглубление ВКС начинается при скорости приводного ветра, большей 12–15 м/с. На участках 1–6 ноября и 8–9 ноября, когда скорость ветра меньше, глубина ВКС практически не изменяется.

#### Распределение температуры с глубиной в области холодных аномалий ТПМ

Рассмотрим на примере наиболее сильной аномалии, как в результате ветрового воздействия изменилось распределение температуры с глубиной. На рис. 5 для области 1 построены последовательные профили среднесуточной температуры моря с 1 по 9 ноября. Как видно из рис. 5, с 6 по 8 ноября среднесуточная температура ВКС уменьшилась на 3°С, что хорошо согласуется с понижением, показанным на рис. 1в. Также из рис. 5а видно, что в области 1 заглубление верхнего слоя было настолько значительным, что после 6 ноября ВКС, по сути, перешел в холодный промежуточный слой.

Если учитывать понижение ТПМ только за счет эффектов эрозии термоклина, то увеличение теплозапаса моря под ВКС должно быть равно его уменьшению в ВКС. При этом площади верхней и нижней фигур, образованных пересечением температурных профилей непосредственно до и после интенсивного перемешивания, будут равны [15]. Однако в нашем случае, как видно из рис. 5, площадь верхней фигуры заметно больше площади нижней, что связано с наличием большой вертикальной скорости. Как видно из рис. 6, ско-



Рис. 5. Среднесуточные профили температуры в области 1 с 01 по 09.11 по результатам совместного моделирования.

рость подъема воды в рассматриваемой области достигала 4 ×  $10^{-5}$  м/с на глубине и уменьшалась до 0 при приближении к поверхности. На рис. 6 показано результирующее изменение температуры из-за вертикального движения воды за двое суток, с 0 ч 6 по 0 ч 8 ноября. Как видно из рис. 6, температура ВКС практически не изменилась. Наиболее значительное понижение температуры, на 1.8°С, произошло на глубине ~20 м. Из рис. 6, на котором показан мгновенный профиль температуры в 0 ч 6 ноября, видно, что до начала ветрового перемешивания на этой глубине находилась нижняя граница термоклина.

Кроме того, нужно еще принять во внимание, что температура ВКС в рассматриваемой области уменьшилась также за счет выхолаживания, на 0.7°С за двое суток (см. рис. 3а). Указанные выше два обстоятельства и объясняют разницу в площадях верхней и нижней фигур на рис. 5.

### Циклонический вихрь в море

На рис. 7а показано поле скорости течения в области наиболее интенсивной холодной аномалии в начале 9 ноября. Интересно, что скорость Основного черноморского течения вблизи кавказского побережья возросла в несколько раз по сравнению со своим климатическим значением. Средняя вдоль разреза, проведенного по нормали к побережью (см. наклонный разрез на рис. 7а), скорость ОЧТ составляла 0.7 м/с. Такая большая величина, очевидно, объясняется тем, что появление холодной аномалии привело к появлению большого горизонтального градиента ТПМ, направленного по нормали к берегу: в области ОЧТ перепад температуры достигал 3°С. Вследствие этого увеличился наклон уровня моря вблизи берега. Скорость геострофического течения на поверхности можно оценить из простого соотношения  $(g\Delta H)/(fL)$ , где  $\Delta H$  – перепад уровня моря, *L* – ширина вдольберегового струйного течения.



**Рис. 6.** Влияние больших вертикальных скоростей на температуру моря в области 1: мгновенный профиль температуры в 00:00 06.11, профиль вертикальной скорости, осредненный за 06–08.11, изменение температуры за 06–08.11.

Подставляя  $\Delta H = 0.2$  м и L = 30 км, получим оценку скорости течения 0.7 м/с, которая хорошо согласуется с рис. 7а.

Также из рис. 7а видно, что к 9 ноября вблизи кавказского побережья возникла вихревая пара – небольшой антициклонический вихрь с центром (37.8; 44.2) и мезомасштабный циклонический вихрь с центром (38.8; 43.6). Положение циклонического вихря примерно соответствуют области, в которой произошло наибольшее понижение ТПМ вследствие ветрового перемешивания 6–8 ноября. Дополнительно проведенное совместное моделирование показало, что эта вихревая пара существовала по крайне мере до конца ноября, при этом циклону соответствовал локальный минимум уровня моря, а антициклону – максимум.

На рис. 76 показана вертикальная структура циклонического вихря вдоль зонального разреза, проходящего через его центр. Центр вихря находился на долготе 38.7, в левой части рисунка проекция скорости течения на нормаль к плоскости разреза отрицательна и течение направлено на юг, в правой части — на север. Как и ожидалось, по глубине вихрь был ограничен толшиной ВКС. которая увеличивалась при удалении от берега к центру холодной аномалии. Вертикальный масштаб вихря, таким образом, составлял 20-50 м. Циклоническая циркуляция прослеживается и на более низких уровнях, но скорость вращения там в 2 раза меньше, чем в ВКС. Циклонический вихрь был заметно асимметричный: в западной половине вихря скорость была в ~5 раз больше, чем в восточной. Орбитальная скорость вращения частиц в вихре, определенная по его западной половине, составляла ~0.1 м/с. Радиус вихря (расстояние от центра до линии максимальной орбитальной скорости) составлял ~15 км. Т. о., получим, что для этого вихря число Россби ~0.01, т.е. вихрь может считаться геострофическим.

Причиной появления морского вихря является локальное понижение уровня моря. Поле приводного ветра над восточной частью моря 8—10 ноября отличалось большой временной изменчивостью: преобладающее направление ветра изменялось от северо-восточного до юго-западного. Тем не менее циклонический вихрь в море менялся слабо, как и величина самой холодной аномалии.



(б)



**Рис. 7.** Горизонтальная и вертикальная структура поля скорости течения в области 1 в 00:00 09.11: разность полей ТПМ между 00:00 09.11 и 00:00 06.11 (цвет), скорость течения на поверхности и отклонение уровня моря от нулевой отметки (м, изолинии) (а), зональный разрез, проведенный через центр циклонического вихря: скорость течения по нормали к разрезу (цвет) и температура (°C, изолинии) (б).

Отметим, что при моделировании с нулевыми граничными условиями на поверхности моря (напряжение трения ветра равно нулю, нет потоков явного и скрытого тепла) мезомасштабные вихри вблизи кавказского побережья не формируются и скорость ОЧТ не превышает 0.2 м/с.

### выводы

В данной работе при помощи совместной мезомасштабной модели море—атмосфера была рассмотрена реакция верхнего слоя Черного моря на интенсивное ветровое воздействие. Для морской модели в качестве начальных условий были заданы климатические морские поля. Совместная модель успешно воспроизвела появление интенсивной холодной аномалии ТПМ в восточной части Черного моря в начале ноября 2011 г. и несколько менее интенсивную южнее первой. Положение холодных аномалий хорошо согласуется со спутниковыми данными, что подтверждает результаты расчетов напряжения трения ветра атмосферной моделью.

Анализ полей температуры вблизи кавказского побережья и в юго-восточной части моря показал. что на фоне сезонного выхолаживания, связанного с теплопотерями через поверхность раздела вода-воздух, в этих областях наблюдалось резкое понижение ТПМ, связанное с усилением приводного ветра 6-8 ноября, которое было хорошо воспроизведено в расчетах. Был оценен вклад различных физических процессов в формирование холодных аномалий с использованием простых соотношений (1)-(3). Кроме того, показано, что классическое полуэмпирическое выражение для скорости турбулентного вовлечения на нижней границе ВКС [14] хорошо согласуется с результатами совместного моделирования. Это является дополнительным подтверждением реалистичности результатов расчетов, выполненных с помощью совместной модели.

Исследование вертикальной структуры термических полей показало, что подъем холодных вод из глубины моря, хотя и не достиг ВКС, тем не менее повлиял на вертикальное распределение температуры под термоклином.

Появление интенсивной холодной аномалии вблизи кавказского побережья сопровождалось локальным понижением уровня моря, появлением прибрежного циклонического вихря в области наибольшего понижения ТПМ, а также значительным увеличением скорости ОЧТ. Было показано, что большие значения скорости ОЧТ можно оценить из геострофического соотношения, если учесть значительный перепад уровня моря между центром аномалии и берегом.

Работа выполнена в рамках проекта № 0827-2021-0002 "Фундаментальные исследования процессов взаимодействия в системе океан—атмосфера, определяющих региональную пространственно-временную изменчивость природной среды и климата" (шифр "Взаимодействие океана и атмосферы").

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Reynolds R.W. et al.* Daily High Resolution Blended Analyses for Sea Surface Temperature // J. Clim. 2007. V. 20. P. 5473–5496.
- 2. Ефимов В.В., Барабанов В.С. Аномалии температуры поверхности черного моря и моделирование формирования интенсивной холодной аномалии сентября 2014 г. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 3. С. 389–398.
- 3. Ефимов В.В., Комаровская О.И. Пространственная структура и повторяемость крупномасштабных аномалий температуры поверхности Черного моря // Океанология. 2018. Т. 58. № 2. С. 173–180.
- 4. *Яровая Д.А., Ефимов В.В., Барабанов В.С., Мизюк А.А.* Реакция верхнего слоя Черного моря на прохождение циклона 25–29 сентября 2005 г. // Метеорология и гидрология. 2020. № 10. С. 38–52.
- 5. Anisimov A.E., Yarovaya D.A., Barabanov V.S. Reanalysis of atmospheric circulation for the Black Sea-Caspian region // Physical Oceanography. 2015. № 4. P. 13–25. https://doi.org/10.22449/1573-160X-2015-4-13-25
- 6. Ефимов В.В., Шокуров М.В., Яровая Д.А. Численное моделирование квазитропического циклона над Черным морем // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43. № 6. С. 723–743.
- 7. *Samson G. et al.* The NOW regional coupled model: Application to the tropical Indian Ocean climate and tropical cyclone activity // J. Advances in Modeling Earth Systems. 2014. V. 6. P. 1–23.
- Skamarock W.C., Klemh J.B., Dudhia J. et al. A description of the Advanced Research WRF version 3 // NCAR Technical Note. 2008.
- 9. *Madec G. et al.* NEMO ocean engine // Notes du Pole de Modelisation 27, Inst. Pierre-Simon Laplace, Paris, France. 2008.
- Valcke S. The OASIS3 coupler: a European climate modelling community software // Geosci. Model Dev. 2013. V. 6. Iss. 2. P. 373–388.
- Hersbach H. et al. The ERA5 global reanalysis // Quarterly J. Royal Meteorological Society. 2020. V. 146. P. 1999–2049. https://doi.org/10.1002/qj.3803
- 12. Демышев С.Г., Иванов В.А., Маркова Н.В., Черкесов Л.В. Построение поля течений в Черном море на основе вихреразрешающей модели с ассимиляцией климатических полей температуры и солености // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексные исследования ресурсов шельфа. Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2007. Вып. 15. С. 215–226.
- 13. *Demyshev S.G., Ivanov V.A., Markova N.V.* Analysis of the Black Sea climatic fields below the main pycnocline obtained on the basis of assimilation of the archival data on temperature and salinity in the numerical hydrodynamic model // Physical Oceanography. 2009. V. 19.

Iss. 1. P. 1–12.

https://doi.org/10.1007/s11110-009-9034-x

- Kato H., Phillips O.M. On the penetration of a turbulent layer into a stratified fluid // J. Fluid Mech. 1969. V. 37. P. 643–655.
- 15. Зацепин А.Г. и др. Формирование прибрежного течения в Черном море из-за пространственно-неоднородного ветрового воздействия на верхний квазиоднородный слой // Океанология. 2008. Т. 48. № 2. С. 176–192.

# **Cold Sea Surface Temperature Anomalies in the Black Sea: Coupled Modelling and Physical Mechanisms of Formation**

D. A. Iarovaia<sup>1, \*</sup> and V. V. Efimov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Federal State Budget Scientific Institution "Marine Hydrophysical Institute of RAS", Kapitanskaya str., 2, Sevastopol, 299011 Russia \*e-mail: darik777@mhi-ras.ru

We used a numerical coupled sea-atmosphere model NEMO-OASIS-WRF to investigate the impact of intense surface wind on the Black Sea upper layer. The model reproduced cold sea surface temperature (SST) anomalies that formed in the eastern part of the sea 6–8 June 2011 and were detected in satellite data. We estimated quantitatively the role of various physical mechanisms in the formation of the cold anomalies and showed that the main reason for the SST decrease was vertical turbulent mixing caused by the intense surface wind. We investigated the influence of the cold SST anomaly near the Caucasian coast on the sea velocity fields there, in particular a cyclonic eddy formation and increase of the Rim Current velocity.

**Keywords:** coupled sea-atmosphere modelling, cold SST anomalies in the Black Sea, physical mechanism of formation of a cold SST anomaly, cyclonic eddy

УДК 551.465.41:551.558.1

# ЛАБОРАТОРНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОЦЕССА ВЫХОЛАЖИВАНИЯ ВОДЫ С ПОВЕРХНОСТИ В ПРИБРЕЖНЫХ ВОДАХ

© 2021 г. А. Е. Куприянова<sup>*a*, *b*, \*, В. А. Гриценко<sup>*b*, \*\*</sup></sup>

<sup>а</sup>Балтийский федеральный университет им. И. Канта, ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016 Россия <sup>b</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Нахимовский просп., 36, Москва, 117997 Россия

> \*e-mail: united\_jemelt8@mail.ru \*\*e-mail: gritsenko-vl-al@mail.ru Поступила в редакцию 31.12.2020 г. После доработки 07.02.2021 г. Принята к публикации 14.04.2021 г.

В рамках изучения процесса выхолаживания прибрежных вод выполнено исследование начальных фаз проникновения более холодных вод с поверхности моря в его глубину. При помощи лабораторных и численных экспериментов описаны фазы погружения, достижения склона дна и движения по нему малых объемов воды с отрицательной плавучестью. Детализирован процесс взаимодействия между собой двух малых объемов соленой воды, последовательно во времени возникающих в поверхностном слое пресной воды, после их погружения и последующего распространения по склону дна. Все эксперименты показали, что при равных начальных значениях объемов и отрицательной плавучести второе пятно, в процессе своего движения по склону дна, всегда догоняет первое. Предложено феноменологическое объяснение данного обстоятельства. Снимки отдельных фаз движения пятен продемонстрировали длительно сохраняемую слоистость распределений трассеров внутри пятен, что позволяет констатировать ламинарный характер течений. Модельные расчеты позволили выделить два основных этапа взаимодействия вод пятен в процессе их движения по склону дна – адвективный и вязкий. Полученные результаты позволили представить общую схему миграции объемов вод с отрицательной водах.

**Ключевые слова:** сезонная конвекция, прибрежные воды, склон дна, выхолаживание с поверхности, отрицательная плавучесть, лабораторный эксперимент, импульсный режим, вдольсклоновое течение, численная модель

DOI: 10.31857/S0002351521040076

#### введение

Общие закономерности процесса сезонной конвекции в прибрежной зоне моря изучены достаточно хорошо. Обзорные и обобщающие работы предлагают вполне целостную картину динамики неоднородных по плотности прибрежных вод [1–3]. Натурные наблюдения в прибрежных водах при их выхолаживании с поверхности [4–6] свидетельствуют о возможности возникновения вдольсклоновых движений более холодных вод в виде плотностных течений. В работе [7] выполнен обзор результатов натурных наблюдений за сезонным выхолаживанием прибрежных вод, свидетельствующих о прерывистом, импульсном характере вдольсклоновых течений в морских прибрежных водах и при каскадинге в озерах. В цикле работ по изучению формирования и распространения шельфовых вод в море Содружества [6] также отмечается наличие периодичности

в динамике придонных течений. Т. о., натурные наблюдения свидетельствуют о перемежаемости во времени движений более холодных вод в виде плотностных вдольсклоновых или интрузионных течений, с возможным прерыванием их расхода и водной массы течений. Вместе с тем поток отрицательной плавучести с поверхности воды не детализируется и учитывается в оценках и моделях на феноменологическом уровне [2, 8, 9]. Данное обстоятельство объясняет отсутствие, например, единого взгляда на природу холодного промежуточного слоя в Балтийском море [10].

Лабораторные эксперименты позволяют предположить, что при выхолаживании на поверхности воды случайным образом формируются объемы более холодной воды и возникает классический вариант неустойчивости, в процессе которой воды с большей плотностью начинают свое движение в глубину [11–13]. Вместе с тем очевидная сложность



**Рис. 1.** Типичный вид процесса вертикального погружения с поверхности пятна соленой воды в окружении пресной (а), начального этапа его движения вдоль склона дна (б), погружение второго пятна (в) с одновременным развитием движения первого по склону дна (г). Хорошо видна (см. фазу (б)) асимметрия движения соленых вод вверх и вниз по склону дна (на рисунке эти движения обозначены красной (вверх) и черной (вниз) стрелками). Объем пятен ~3 см<sup>3</sup>, перепад плотности между водами пятен и в лотке  $\Delta \rho_0 = 0.0001 \text{ г/см}^3$ , наклон дна ~27°. Линейный размер сетки на заднем плане 2 × 2 см.

процесса теплообмена на границе воздух—вода в период выхолаживания [9, 11, 14] и отсутствие схемы миграции объемов холодной воды с поверхности моря в его глубину, как одного из вариантов "материализации" потока отрицательной плавучести, поддерживают актуальность обозначенных выше задач.

**Цель работы** заключалась в исследовании при помощи лабораторных и численных экспериментов особенностей распространения потока отрицательной плавучести в прибрежных морских водах.

### ГИДРОЛОТОК

Лабораторные эксперименты были выполнены в гидролотке лаборатории физики моря Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН (Атлантическое отделение, г. Калининград). Рабочее пространство гидролотка имеет размеры  $80 \times 60 \times 12.5$  см с боковыми стенками из витринного стекла (8 мм). При проведении экспериментов в поверхностном слое пресной воды, полностью заполнявшей рабочее пространство лотка, формировался объем соленой воды ~3 мл (далее – пятно). Фоторегистрация течений осуществлялась при помощи цифровых зеркальных фотоаппаратов (Nikon, Sony, 20 Мп). Отметим, что масштабы величин объемов соленой воды (пятен) и отрицательной плавучести соответствуют условиям лабораторных экспериментов различных авторов [8, 13, 15]. Периодичность появления в поверхностном слое пятен с отрицательной плавучестью учитывалась путем их формирования через 8-11 с. Угол наклона дна в экспериментах составлял ~27 градусов. Всего было выполнено 11 экспериментов. Избыточная плотность конечных объемов соленой воды (пятен), по сравнению с пресной, во всех экспериментах была одинаковой и составляла 0.0001 г/см<sup>3</sup>. Фоторегистрация течений выполнялась с интервалом в 2 с.

485

Типичный вид трансформации конечных объемов соленой воды (или пятен) при их погружении с поверхности и контактом со склоном дна (рис. 1) вполне соответствовал имеющимся представлениям о такого рода процессах [2, 8, 16]. По достижении склона дна пятно соленой воды начинало свое движение по его поверхности (вниз и, частично, вверх), формируя при этом импульсное вдольсклоновое течение.

После формирования в поверхностном слое первого пятна в окружении пресной воды начиналось его погружение (рис. 1а), последующий контакт со склоном дна и возникновение вдольсклонового движения (рис. 1б). Примерно через 9 с в поверхностном слое создавался второй объем соленой воды (рис. 1в) и начинался процесс его погружения к склону дна, где одновременно продолжало свое движение первое пятно (рис. 1г).

Эффект "успешности погони" второго пятна за первым наблюдался во всех экспериментах и, на качественном уровне, вполне понятен. Первое пятно движется по склону дна и постепенно тормозится за счет прилипания на дне, лобового сопротивления, вовлечения в себя окружающей неподвижной пресной воды и потери запаса отрицательной плавучести. При этом происходит рост размеров пятна и, автоматически, увеличение расходов на преодоление сопротивления его движению в зоне контакта с впереди и сверху лежащей пресной водой и на границе со склоном дна. Второе пятно, более "молодое" по своему рождению и в любой текущий момент времени имеющее меньшее сопротивление, повторяло все этапы трансформации первого пятна и во всех экспериментах всегда его догоняло. Данное обстоятельство отмечается и в других работах [15].

На рис. 2 приведены последовательные фазы течения в лотке, включая эпизод, когда второе пятно догоняет первое и происходит их объединение в единый объект. Использование различной окраски соленых вод пятен позволило зафиксировать в экспериментах процесс взаимопроникновения вод первого и второго пятен (рис. 2е). На снимках отчетливо видны этапы трансформации вод первого пятна при его движении вдоль склона дна (а, б), погружение вод второго пятна на фоне вполне сформировавшегося движения первого пятна (в), совместное движение пятен по склону дна (г), акт "успешности погони" второго пятна за первым (д) и начало совместного поступательно-вращательного движения вод обоих пятен (е). Адвективные черты процесса взаимопроникновения вод пятен друг в друга ранее были зафиксированы в экспериментах работы [15]. Однако эффект наличия элементов вращательного движения вод обоих пятен из-за невысокого разрешения снимков не отмечался.

Вихревой характер движения воды внутри пятен при их распространении по склону дна обеспечивает смешение соленой воды пятен и окружающей их пресной за счет динамики вод, а ламинарный режим течений способствует сохранению слоистости плотностной структуры из-за медленного, на молекулярном уровне, их перемешивания. Данное обстоятельство хорошо видно на снимках с различной окраской вод пятен (рис. 2).

Подводя итог, можно констатировать, что движение вдоль склона дна пятен соленой воды, последовательно формируемых в поверхностном слое пресной воды, сохраняет основные черты динамики придонных плотностных течений с постоянным расходом [8, 18, 19], играющих важную роль в обмене прибрежных и глубинных вод моря. Во всех экспериментах отчетливо виден вихревой характер движения соленых вод, определяемый, в соответствии с теоремой Бъеркнесса [8], бароклинным механизмом порождения завихренности в зоне контакта соленых и пресных вод.

Важнейшая характеристика движения пятен по склону дна состоит в ламинарном характере возникающего при этом течения неоднородной по плотности жидкости из-за малых величин отрицательной плавучести вод пятен. Это приводит к преобладанию динамического механизма смешения соленых и пресных вод над перемешиванием и сохранению слоистого характера плотностной структуры формирующегося единого объема.

#### 2D-МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ ЖИДКОСТИ

Для расчетов использовалась нелинейная двумерная модель динамики неоднородной по плотности жидкости [17], что обеспечило высокое пространственное разрешение модельных течений в вертикальной плоскости. Малые скорости погружения соленой воды в экспериментах позволили ограничиться ламинарным характером течений. Вполне традиционная система уравнений модели для завихренности (1), функции тока (2) и избыточной плотности (3) была дополнена уравнениями для двух пассивных трассеров нейтральной плавучести (4), позволивших выполнять детализацию поведения конкретных объемов воды [16]. Все модельные поля задавались на сетке размерностью 1201 × 121.

$$\frac{D\omega}{Dt} = \frac{g}{\rho_0} \left( \frac{\partial \sigma}{\partial x} \cos(\varphi) - \frac{\partial \sigma}{\partial z} \sin(\varphi) \right) + v_0 \Delta \omega, \qquad (1)$$

$$\Delta \psi = \omega, \qquad (2)$$

$$\frac{D\sigma}{Dt} = D_0 \Delta \sigma, \tag{3}$$

$$\frac{Dc_K}{Dt} = D_0 \Delta c_K, \quad K = 1, 2, \tag{4}$$

где  $\omega = \partial u/\partial z - \partial w/\partial x$  – завихренность,  $\psi$  – функция тока,  $u = \partial \psi/\partial z$  и  $w = -\partial \psi/\partial x$  – горизонтальная и вертикальная составляющие скорости,  $g = 982 \text{ см/c}^2$ ,  $\rho_0$  и  $\rho = \rho_0 + \sigma$  – плотности пресной и соленой воды,  $v_0 = 0.01 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $D_0 = 0.0001 \text{ см}^2/\text{с}$  – молекулярные вязкость воды и диффузия соли, D/Dt и  $\Delta$  – операторы полной производной и Ла-



**Рис. 2.** Серия снимков (а–е), иллюстрирующих процесс последовательного формирования и движения по склону дна двух пятен соленой воды. Положение фронта первого пятна на рисунке отмечается синей стрелкой, второго – красной. На снимках хорошо виден процесс формирования движения вод первого пятна вдоль склона дна (а, б), включение во вдольсклоновое движение второго пятна на фоне уже оформившегося движения первого (в), а также фазы приближения (г), слияния (и даже некоторого обгона) (д, е) второго пятна по отношению к первому. На последнем снимке (е) хорошо виден этап объединения первого и второго пятен соленой воды. Как и на первом рисунке, объемы пятен ~3 см<sup>3</sup>, перепад плотности одинаков  $\Delta \rho_0 = 0.0001$  г/см<sup>3</sup>, наклон дна ~27°. Линейный размер сетки на заднем плане 2 × 2 см. Желтой стрелочкой помечено начало движения по дну третьего пятна.

пласа,  $c_K$ , K = 1,2 — трассеры с нейтральной плавучестью. Горизонтальная (*Ox*) и вертикальная (*Oz*) оси координат совпадают, соответственно, с дном и боковой стенкой негоризонтального модельного пространства. Угол наклона дна  $\phi$  в расчетах составил — 10<sup>0</sup>. Пятно соленой воды плотностью  $\rho_0 + \Delta \rho_0$  формировалось в виде сеточной области 31 × 31 узлов. Трассер  $c_1$  использовался для подкраски вод первого пятна ( $c_1 = 1$ ), а трассер  $c_2$  для второго ( $c_2 = 1$ ).

### СТРУКТУРА МОДЕЛЬНЫХ ТЕЧЕНИЙ

В данном разделе работы будет выполнено описание одного из расчетных течений, возникшего при формировании над склоном дна последовательно во времени двух пятен соленой воды с одинаковыми значениями отрицательной плавучести. Характерные масштабы описываемого ниже расчетного течения были следующими: линейный  $h_0 =$ = 1 см, избыточной плотности  $\Delta \rho_0 = 0.0003 \text{ г/см}^3$ , скорости  $u_0 = \sqrt{h_0 \Delta \rho_0 g / 2 \rho_0 \cos(\phi)} \approx 0.39 \text{ см/с, вре$ мени  $t_0 = h_0/u_0 \approx 2.564$  с. Сделанный выбор соответствует условиям лабораторных экспериментов различных авторов [8, 9, 11]. Для лучшего разрешения все ниже приводимые графики воспроизводятся только для части расчетного пространства, общие размеры которого составляют прямоугольник [0, 60.0] × [0, 6.0]. Подчеркнем, что модельное пространство не горизонтально, а наклонено на угол –10°, т.е. левый край модельного пространства расположен несколько выше правого.

Общие черты эволюции плотностной структуры, возникающие при движении двух последовательно во времени формирующихся над склоном дна пятен соленой воды, оказались вполне ожидаемыми (см. рис. 3). В каждом из расчетных течений сначала происходило вертикальное погружение пятна соленой воды в окружении пресной до момента контакта с дном, с формированием при этом вихревого диполя (рис. 3а, 3б). По достижении пятном склона дна возникало движение соленой воды пятна вниз и, частично, вверх по нему (ср. фазы на рис. 3в, 3г и 1б). Очевидно, что из-за разницы углов наклона дна в лабораторном эксперименте (27°) и в модельных расчетах (10°) асимметрия движения объемов вод проявляется неодинаково. Движение части соленых вод пятна вниз по склону дна (рис. 3в. 3г) имеет многие черты движения придонных плотностных течений в данных обстоятельствах [8, 18, 19]. Во время движения в зоне контакта соленых вод пятна с впереди лежащими пресными водами доминирует бароклинный механизм генерации завихренности [8, 17]. Формируемое вихревое движение соленых вод пятна хорошо различимо на распределениях линий тока. Вязкое прилипание на дне, запас отрицательной плавучести и завихренность бароклинной природы определяют эллипсоидальную форму пятна. Ламинарный характер течения определяет слоистость плотностной структуры вод пятна за счет доминирования динамического эффекта вовлечения (смешения) над молекулярным перемешиванием вод различной солености, что отчетливо различимо на распределениях избыточной плотности (рис. 3).

Появление второго пятна (см. рис. 4), еще до момента активного взаимодействия водных масс пятен, вносит возмущение в картину общей динамики, что проявляется в виде некоторого подобия формы изолиний трассеров (данная особенность на рис. 4а отмечена красной линией) и "наезда" вод второго пятна на тыльную часть первого (на рис. 4б отмечена стрелкой), не влияя при этом на плотностную структуру внутри каждого из пятен.

Дальнейшее взаимодействие водных масс двух пятен проявляется в виде продолжения движения вод второго пятна поверх первого. Малые скорости движения вод и молекулярные коэффициенты обмена не успевают за динамикой вод, и происходит объединение вод обоих пятен без их перемешивания. Завершается данная фаза некоторым сжатием по вертикали вод обоих пятен и заметным уменьшением вращательного движения (см. рис. 5а).

Итогом непрерывно протекающего процесса взаимодействия пятен соленой воды является их объединение в единый объект, сохраняющий при этом слоистость распределений трассеров и, очевидно, плотностной структуры нового пятна (рис. 5б). Заметим, что аналогичные фазы претерпевает и структура лабораторного течения с близкими параметрами плавучести вод пятен (см. рис. 6). В частности, обратим внимание на подобие верхних границ объединенных пятен в модельном и лабораторном течениях (ср. рис. 56 и 66).

Использование двух трассеров нейтральной плавучести для идентификации вод каждого из пятен позволило детализировать процесс их взаимодействия между собой, который, для случая одинаковых начальных значений отрицательной плавучести, может быть подразделен на три этапа.

**Первый этап** (контакт) возникает в тот момент движения второго пятна за первым, когда начинают взаимодействовать поля давлений, определяющих движение каждого из них, проявляющееся в виде подстройки изолиний плотности в зоне отдаленного контакта вод первого и второго пятен (рис. 4б). При этом активного взаимодействия пятен еще нет.

Второй этап (адвективный) взаимодействия характеризуется набеганием ("наездом") вод второго пятна поверх вод первого и появлением признака совместного вращательного движения (рис. 5а), возникшего за счет бароклинного порождения за-



**Рис. 3.** Четыре последовательные фазы погружения с поверхности первого пятна соленой воды (а, б), контакта со склоном дна (в) и начальный этап движения по нему (г). На рисунке приведены распределения изолиний поля избыточной плотности  $\Sigma = \sigma/\Delta\rho_0$  (сплошные линии с градацией серой заливки, значения изолиний изменяются от 0.05 до 0.95 с шагом 0.15 или  $\Sigma \in [0.05; 0.95; 0.15]$ ). Изолинии функции тока  $\psi$  (штриховые линии) проведены с шагом в 0.15. Начальный безразмерный объем пятна составляет 2.25. На графиках хорошо видны процессы формирования вихревого диполя (а, б), контакта с дном (в) и начала растекания соленых вод пятна по наклонному дну (угол наклона дна равен  $-10^{\circ}$ ) (г). Отчетливо видна асиметрия движения первоначально одинаковых объемов соленых вод вниз (вправо) и, частично, вверх (влево) по склону дна. Безразмерное время каждой из фаз было следующим: (а) - 6.25; (б) - 12.5; (в) - 18.75; (г) - 25.0.



**Рис. 4.** Распределения трассеров, идентифицирующих воды пятен (синий – первого, красно-коричневый – второго), и линий тока, иллюстрирующих погружение второго пятна и начало его растекания по склону дна с хорошо различимым признаком начала взаимодействия в виде набегания вод второго пятна (сверху) на тыльную часть первого (на рисунке данное обстоятельство отмечено стрелочкой), не влияя при этом на плотностную структуру вод внутри каждого из пятен. Характерные масштабы пятен одинаковы. Изолинии трассеров проведены от 0.01 и до 0.41 с шагом в 0.1 для первого пятна ( $c_1 \in [0.01; 0.41; 0.1]$ ) и до 0.91 – для второго ( $c_2 \in [0.01; 0.91; 0.1]$ ), изолинии функции тока  $\psi \in [-1.0; 1.0; 0.15]$ . Безразмерное время каждой из фаз: (a) – 37.5; (б) – 43.75.

вихренности на фронте плотности обоих пятен при их движении вниз по склону дна. Учитывая доминирование динамики вод в процессе взаимодействия пятен, данный этап может быть назван адвективным.

**Третий этап (вязкий)** проявляется в виде завершения процесса гравитационного сжатия вод пятен, практически полного исчезновения вращательной компоненты скорости внутри вод нового пятна и значительным замедлением его движения по склону дна (рис. 5б). Данный этап можно считать вязкой стадией движения пятен по склону дна.

Полученные особенности взаимодействия пятен вполне соответствуют ранее полученным результатам в работе [15], где было показано, что при близких начальных значениях избыточной плотности вод пятен происходит их слияние в одно новое пятно, двигающееся как единое целое (рис. 56 и 66). При большем различии значений избыточной плотности второе пятно обгоняет первое и продолжает свое движение, захватив при этом часть вод первого пятна. Для описываемого расчетного течения в объединенном пятне сохраняется слоистая структура распределений трассеров и плотности.

### ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Лабораторные эксперименты показали вихревой характер движения пятен соленой воды как при их вертикальном погружении за счет запаса отрицательной плавучести, так и при дальнейшем движении по склону дна. Во всех выполненных



**Рис. 5.** Два этапа взаимодействия между собой пятен соленой воды, двигающихся по склону дна (первое пятно "подкрашено" синим цветом, второе – красно-коричневым): (а) – адвективный этап, при котором происходит движение вод второго пятна поверх вод первого, (б) – вязкий этап, характеризующийся завершением гравитационного сжатия вод пятен и заметным уменьшением скорости движения пятен по склону дна. Вязкие силы начинают доминировать над адвективными. На графиках приведены распределения изолиний трассеров обоих пятен (синие и красно-коричневые линии, соответственно, (а) –  $c_1 \in [0.03; 0.42; 0.1]$  и  $c_2 \in [0.03; 0.43; 0.1]$ , (б) –  $c_1 \in [0.03; 0.23; 0.1]$  и  $c_2 \in [0.03; 0.17; 0.1]$  с градацией заливки). Для лучшего графического отображения процесса взаимодействия пятен графики построены для части модельного пространства, что позволило увеличить детализацию функции тока (изолинии – тонкие сплошные линии – проведены через 0.03). Безразмерное время каждой из фаз: (а) – 75.0; (б) – 87.5. Изменен также линейный масштаб графиков по вертикали.

экспериментах второе пятно с тем же начальным запасом отрицательной плавучести всегда догоняло первое и происходило их слияние в единый объект. Малые скорости погружения и движения по склону дна пятен соленой воды в окружении пресной позволяют констатировать ламинарный характер течений, подтверждаемый также длительным сохранением слоистой плотностной структуры, отчетливо различимой за счет использования персональных трассеров для идентификации вод каждого из пятен.

Выбранный масштаб отрицательной плавучести в 0.0001 г/см<sup>3</sup> хорошо привязан к условиям осеннего выхолаживания прибрежных вод в юго-




восточной Балтике. Как известно [3, 10, 17, 20], в Балтийском море осенью вертикальная конвекция достигает дна на более 50% площади моря. Количественные оценки, сделанные по известным уравнениям состояния морской воды, покали, что для приобретения поверхностными водами отрицательной плавучести в 0.0001 г/см<sup>3</sup> в окрестности текущей температуры морской воды в 8°С необходимо ее охлаждение всего на 0.14– 0.2°С. Очевидно, что такого рода понижение температуры воды вполне возможно в цикле день/ночь в условиях, например, октября. Таким образом, условия лабораторных и численных экспериментов вполне соответствуют натурным условиям осеннего выхолаживания прибрежных вод Балтики.

Структура и характеристики расчетных течений подтвердили, как и в случае придонных плотностных течений с постоянным расходом [8, 18, 19], определяющую роль бароклинного порождения завихренности в зоне контакта соленых и пресных вод в формировании общей структуры динамики неоднородной по плотности жидкости. Ламинарный характер течений определяет сохранность слоистой по плотности (и трассерам) структуры течений как отличительную характеристику движения пятен по склону дна. Использование набора дополнительных трассеров нейтральной плавучести позволило детально описать особенности процессов взаимодействия водных масс пятен друг в друга. Сочетание лабораторных и численных экспериментов позволило продемонстрировать общую схему погружения с поверхности пресной воды конечных объемов соленой воды, достижения склона дна и движения по нему, а также и выделить два основных этапа – адвективный и вязкий. Показана возможность взаимодействия двух пятен между собой и объединения в единый объект с сохранением слоистой плотностной структуры.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-05-00717 (лабораторные эксперименты) и госзадания № 0128-2021-0012 (модельные расчеты).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Боуден К.* Физическая океанография прибрежных вод. М.: Мир, 1988. 324 с.
- 2. Федоров К.Н., Гинзбург А.И. Приповерхностный слой океана. Л: Гидрометеоиздат, 1988. 303 с.
- Чубаренко И.П. Горизонтальная конвекция над подводными склонами. Калининград: Терра Балтика, 2010. 256 с.
- Middleton J.H., Foster T.D., Foldvik A. Low-Frequency Currents and Continental Shelf Waves in the Southern Weddell Sea // J. Phys. Oceanogr. 1982. V. 12. № 7. P. 618–634.

- 5. *Fer I., Lemmin U., Thorpe S.A.* Observations of mixing near the sides of a deep lake in winter // Limnol. Oceanogr. 2002. V. 47. № 2. P. 535–544.
- 6. Головин П.Н., Антипов Н.Н., Клепиков А.В. Особенности стока плотных вод в глубоководной части антарктического материкового склона (на примере моря Содружества) // Метеорология и гидрология. 2018. Т. 43. № 12. С. 81–93.
- 7. *Чубаренко И.П.* Горизонтальный конвективный водообмен над подводным склоном: механизм формирования и анализ развития // Океанология. 2010. Т. 50. № 2. С. 184–193.
- 8. *Тернер Дж*. Эффекты плавучести в жидкости. М.: Мир, 1977. 431 с.
- Maxworthy T. Convection Into Domains With Open Boundaries // Annu. Rev. Fluid. Mech. 1997. V. 29. P. 327–371.
- 10. Степанова Н.Б., Чубаренко И.П., Щука С.А. Структура и эволюция холодного промежуточного слоя в юго-восточной части Балтийского моря по данным натурных измерений в 2004–2008 гг. // Океанология. 2015. Т. 55. № 1. С. 32–43
- Бунэ А.В., Гинзбург А.И., Полежаев В.И., Федоров К.Н. Численное и лабораторное моделирование развития конвекции в охлаждающемся с поверхности слое воды // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1985. Т. 21. № 9. С. 956–963.
- Гинзбуре А.И., Дикарев С.Н., Зацепин А.Г., Федоров К.Н. Феноменологические особенности конвекции в жидкости со свободной поверхностью // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1981. Т. 17. № 4. С. 400–407.
- 13. Гинзбург А.И., Федоров К.Н. Охлаждение воды с поверхности при свободной и вынужденной конвекции // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1978. Т. 14. № 1. С. 79–87.
- 14. Plaksina Yu. Yu., Uvarov A.V., Vinnichenko N.A., Lapshin V.B. Experimental investigation of near-surface small-scale structures at water—air interface: Background Oriented Schlieren and thermal imaging of water surface // Russ. J. Earth Sci. 2012. V. 12. № 4: ES4002.
- Fernandez R.L., Imberger J. Relative Buoyancy Dominates Thermal-Like Flow Ineraction along an Incline // J. Hydraulic Engineering. 2008. V. 134. № 5. P. 636–643.
- 16. Волкова А.А., Гриценко В.А. Особенности циркуляции, возникающей при погружении с поверхности конечного объема воды с отрицательной плавучестью // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2019. Т. 12. № 3. С. 26–35.
- 17. Гриценко В.А., Чубаренко И.П. Об особенностях структуры фронтальной зоны придонных гравитационных течений // Океанология. 2010. Т. 50. № 1. С. 26–32.
- Simpson J.E. Gravity currents in the laboratory, atmosphere and ocean // Ann. Rev. Fluid Mech. 1982. V. 14. P. 213–234.
- 19. Самолюбов Б.И. Придонные стратифицированные течения. М.: Научный мир, 1999. 463 с.
- 20. Морозов Е.Г., Щука С.А., Голенко Н.Н., Запотылько В.С., Стонт Ж.И. Структура температуры в прибрежной зоне Балтийского моря // Докл. АН. 2007. Т. 416. № 1. С. 1–4.

## Laboratory and Numerical Study of Features of the Sea Surface Cooling Process in Coastal Waters

A. E. Kupriyanova<sup>1, 2, \*</sup> and V. A. Gritsenko<sup>2, \*\*</sup>

<sup>1</sup>Immanuel Kant Baltic Federal University, st. A. Nevskogo, 14, Kaliningrad, 236016 Russia <sup>2</sup>Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Nahimovskiy prosp., 36, Moscow, 117997 Russia \*e-mail: united\_jemelt8@mail.ru

\*\*e-mail: gritsenko-vl-al@mail.ru

To study the process of sea surface cooling the description of spreading phases of cold, dense water from the sea surface to the deepest layers were done. The phases of sinking of small volumes of water with negative buoyancy, interaction with the bottom and propagation along the bottom slope have been investigated using laboratory experiment and numerical modeling. The interaction between two small volumes of dense water that sank from the water surface sequentially one after another and their subsequent propagation along the bottom slope were described in details. Laboratory experiment for two identical volumes of water with the same negative buoyancy showed that second volume of dense water always reach the first one during its propagation along the bottom slope. A phenomenological explanation of this result is proposed. The images of phases of propagation of dense water along the bottom showed the tracer retains its layered character within the flow for a long time. This fact indicates the laminar character of the flow. The two characteristic phases (advective and viscous) of interaction between two volumes of dense water were identified using numerical modeling. The results of experiments and modeling allowed to describe the general scheme of the dynamics of waters with negative buoyancy formed as a result of sea surface cooling in coastal waters.

**Keywords:** seasonal convection, coastal waters, bottom slope, sea surface cooling, negative buoyancy, laboratory experiment, pulsed mode, alongslope current, numerical model

УДК 551.465

# О СВЯЗИ ПОЛЕЙ ВЛАЖНОСТИ АТМОСФЕРЫ В МЕКСИКАНСКОМ ЗАЛИВЕ С ПРОЦЕССАМИ ЗАРОЖДЕНИЯ И РАЗВИТИЯ УРАГАНОВ

## © 2021 г. А. Г. Гранков\*

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, пл. акад. Введенского, 1, Московская обл., Фрязино, 141190 Россия \*E-mail: agrankov@inbox.ru Поступила в редакцию 19.12.2020 г. После доработки 08.03.2021 г. Принята к публикации 14.04.2021 г.

Рассматривается подход к изучению процессов зарождения ураганов в Мексиканском заливе, основанный на анализе группового (усредненного над акваторией залива) отклика общего влагосодержания атмосферы на эти процессы на основе данных спутниковых СВЧ-радиометрических измерений. Проведен анализ пространственно-временной изменчивости влагосодержания в разные годы в периоды зарождения и развития местных тропических ураганов Humberto (2007 г.), Lorenzo (2007 г.), Bret (1999 г.), Katia (2017 г.) со спутников DMSP (радиометры SSM/I и SSMIS) и EOS Aqua (радиометр AMSR-E). Наблюдается дружный отклик влагосодержания атмосферы на процесс развития данных ураганов над обширными областями Мексиканского залива, находящихся на значительном удалении (до 500–700 км) от районов их зарождения. Отмечается общая для ураганов Humberto, Lorenzo, Bret, Katia особенность – усиление в течение нескольких дней пространственной изменчивости общего влагосодержания атмосферы над акваторией Мексиканского залива и дальнейшее ее ослабление (затишье) перед финальной стадией – появлением урагана. Обсуждаются задачи дальнейших исследований.

**Ключевые слова:** ураганы, Мексиканский залив, влагосодержание атмосферы, спутниковая СВЧрадиометрия, яркостная температура

**DOI:** 10.31857/S0002351521040052

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка технологий диагностики характеристик атмосферы и океана в зонах деятельности тропических ураганов (ТУ) на различных стадиях их существования с помощью спутниковых радиофизических средств является актуальной задачей [1, 2]. Одним из перспективных направлений ее решения является использование данных спутниковых измерений интенсивности собственного СВЧ-излучения – яркостной температуры (ЯТ) системы океан-атмосфера в окрестности линии 1.35 см (22.235 ГГц) спектра резонансного излучения (поглощения) водяного пара в атмосфере. В этой области СВЧ-диапазона наблюдаются тесная связь ЯТ с общим (интегральным) содержанием водяного пара в атмосфере – характеристикой, которую точнее было бы называть общим паросодержанием атмосферы, но чаще называют ее влагосодержанием или влагозапасом. Данная характеристика широко используется в исследованиях генезиса и развития тропических ураганов, об этом свидетельствуют, например, работы [3–8], где в [3, 4] исследуется связь спутниковых СВЧ-радиометрических оценок общего влагосодержания атмосферы (OBA) с тропическим циклогенезом в акваториях Мирового океана, в [5] рассматривается роль тропосферных адвективных потоков скрытого тепла, сосредоточенного в водяном паре, в интенсификации ТУ, в [6] анализируется возможность оценивания скорости переноса водяного пара и локализации источников энергии с помощью СВЧ-радиометрических методов, в [7, 8] демонстрируется возможность использования ОВА и ЯТ в качестве показателей динамики ураганов на различных стадиях их развития.

Целью настоящей работы является исследование связи процессов зарождения ураганов в Мексиканском заливе с пространственно-временной изменчивостью общего влагосодержания атмосферы над его акваторией. Основное внимание сосредоточено на местных ураганах, зародившихся в акватории Мексиканского залива, а не пришедших сюда из Карибского моря, либо Атлантики уже в зрелой форме. Рассмотренные в статье ТУ Humberto (2007 г.), Lorenzo (2007г.), Bret (1999 г.), Katia (2017 г.) принадлежат к числу немногих тропических образований, зародившихся в акватории Мексиканского залива, например, в период с 1995 по 2017 г. в заливе зародились лишь 9 ураганов, в то время как число пришедших ТУ, обрушившихся на побережья США и Мексики в этот период, исчисляется несколькими десятками.

Уступая последним в интенсивности, местные ураганы оставляют мало времени местным службам на предупредительные меры, т.к. время их распространения от очагов возникновения к суше составляет от двух до нескольких суток.

Еще одной важной причиной интереса к ураганам, зародившимся в Мексиканском заливе, может служить наше предположение о том, что изучение именно этой категории ТУ позволит достичь лучшего понимания региональных механизмов их появления и прогресса в разработке технологий их раннего обнаружения.

Выделенные нами ураганы отражают многообразие циклонических процессов в Мексиканском заливе, их интенсивность сильно варьирует: скорость ветра для ТУ Humberto, Lorenzo, Katia составляет 130–170 км/ч и достигает 230 км/ч для ТУ Bret; что еще более важно, данные ураганы характеризуются различными синоптическими историями.

В статье приведены результаты анализа связи процессов развития местных ураганов в Мексиканском заливе с пространственно-временной изменчивостью полей общего влагосодержания атмосферы над его акваторией на примерах ураганов Humberto, Lorenzo, Bret, Katia. Стимулом для проведения этого исследования послужило наблюдение о существовании дружного отклика СВЧ-излучательных и влажностных характеристик атмосферы на зарождение ураганов Humberto и Lorenzo в обширных областях Мексиканского залива, прилегающих к районам их зарождения [9].

В работе используются архивы NSIDC (National Snow & Ice Data Center) и RSS (Remote Sensing Systems) данных многолетних измерений (и результатов их тематической обработки), полученных с помощью радиометров SSM/I (Scanning Sensor Microwave Imager [10]) и SSMIS (Special Sensor Microwave Imager Sounder) [11] метеорологических спутников DMSP и радиометра AMSR-E (Advanced Microwave Scanning Radiometer [12]) океанографического спутника EOS Aqua.

## 2. ОТКЛИК ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ОБЩЕГО ВЛАГОСОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРЫ В МЕКСИКАНСКОМ ЗАЛИВЕ НА ЗАРОЖДЕНИЕ УРАГАНОВ НUMBERTO И LORENZO

#### Общие сведения о тропических ураганах Humberto и Lorenzo

Ураган Humberto зародился в сентябре 2007 г. в северо-западной части Мексиканского залива и уже через сутки достиг американского побережья в районе штата Техас. Данное тропическое образование, не отличаясь высокой интенсивностью (1-я категория по шкале Саффира—Симпсона), достигло рекордной скорости его интенсификации от стадии тропической депрессии до стадии урагана, например, увеличение скорости приводного ветра с 45 до 150 км/ч произошло в течение 19 ч (12–13 сентября). Более подробные сведения о синоптической истории развития ТУ Humberto приведены в [13].

ТУ Lorenzo зародился вскоре после урагана Нитвето в северо-западной части Мексиканского залива, его синоптическая история описана в [14]. Увеличение скорости приводного ветра с 45 до 130 км/ч здесь произошло в течение 42 ч (25–27 сентября).

Таблица 1 иллюстрирует динамику развития ураганов Humberto и Lorenzo с моментов зарождения их начальных форм (тропических депрессий), перехода в стадии тропического шторма, тропического урагана и дальнейшей диссипации.

## Изменчивость CBЧ-излучательных и влажностных характеристик атмосферы в районах зарождения ураганов Humberto и Lorenzo

Получены оценки изменчивости суточных значений яркостной температуры системы океан—атмосфера на длине волны 1.35 см, общего влагосодержания атмосферы и общего (интегрального) водозапаса облаков в районах зарождения Humberto (29.5° с.ш., 94.48° з.д.) и Lorenzo (20.5° с.ш., 96.3° з.д.) на основе анализа временных рядов па-

раметров  $T_{1,35}^{\pi}$ , Q, W на следующих интервалах:

предшествующих зарождению тропических образований Humberto (7–12.09.2007) и Lorenzo (17–25.09.2007);

– включающих все стадии существования (от зарождения до диссипации) тропических образований Humberto (12–14.09.2007) и Lorenzo (25–28.09.2007).

Результаты представлены на рис. 1.

Из иллюстрации следует, что появление и развитие ТУ Humberto и Lorenzo сопровождается ростом общего влагосодержания атмосферы и яркостной температуры в их очагах, а ослабление ураганов — их снижением. Отмечается также сильное уменьшение значений параметров Q и

 $T_{1,35}^{\text{я}}$  в период времени, предшествующий появлению ТУ Humberto и Lorenzo. Одновременно в районах их зарождения наблюдается известный для тропических ураганов факт конденсации атмосферного водяного пара в жидкокапельную влагу облаков на стадии тропической депрессии.

TY Humberto					
Дата/время (по Гринвичу)	Широта (° N)	Долгота (° W)	Атмосферное давление (мб)	Скорость ветра морской узел (км/ч)	Стадия
12/0600	27.3	95.0	1009	25 (46.25)	Депрессия
12/1200	27.8	95.1	1006	35 (64.75)	Шторм
12/1800	28.3	95.0	1001	45 (83.25)	
13/0000	28.8	94.8	997	55 (101.75)	
13/0600	29.5	94.4	985	80 (148.00)	Ураган
13/1200	30.3	93.6	989	65 (120.25)	
13/1800	31.0	92.9	1000	35 (64.75)	Шторм
14/0000	31.7	92.3	1006	25 (46.25)	Депрессия
14/0600	32.4	91.3	1009	20 (37.00)	
14/1200	32.7	90.2	1012	20 (37.00)	
TY Lorenzo					
25/1800	21.8	94.8	1009	25 (46.25)	Депрессия
26/0000	21.7	95.2	1008	25 (46.25)	
26/0600	21.2	95.0	1007	25 (46.25)	
26/1200	21.0	94.7	1008	30 (55.5)	
26/1800	21.2	94.4	1009	30 (55.5)	
27/0000	21.2	94.7	1008	30 (55.5)	
27/0600	20.8	94.8	1009	30 (55.5)	
27/1200	20.6	95.1	1006	45 (83.25)	Шторм
27/1800	20.5	95.7	1001	60 (111.00)	
28/0000	20.5	96.3	990	70 (129.50)	Ураган
28/0600	20.5	97.1	993	65 (120.25)	
28/1200	20.5	98.0	1002	30 (55.5)	Депрессия
28/1800	20.7	98.7	1008	20 (37.00)	

Таблица 1. Траектории и стадии развития ТУ Humberto и Lorenzo (сентябрь 2007 г.) [13, 14]

Примечание. Выделенные области соответствуют времени достижения ураганами суши.

Отклик СВЧ-излучательных и влажностных характеристик атмосферы на зарождение ураганов Humberto и Lorenzo в акватории Мексиканского залива

Проведен анализ изменчивости суточных значений ЯТ по данным спутниковых СВЧ-радиометрических измерений в Мексиканском заливе в период развития ураганов Humberto и Lorenzo в районах расположения буйковых станций наблюдательной сети NDBC (National Buoy Data Center) NOAA. Станции сети, расположенные вблизи береговой линии залива, исключены из рассмотрения, чтобы избежать искажений оценок ЯТ, обусловленных попаданием суши в поле зрения антенн спутниковых радиометров.

В качестве примера на рис. 2 представлены вариации ЯТ на длине волны 1.26 см (23.8 ГГц) в спектральной области излучения водяного пара в атмосфере на вертикальной поляризации в период зарождения и развития тропического образования Нитвето для ряда буйковых станций, прилегающих к району его зарождения.



**Рис. 1.** Вариации яркостной температуры  $T^{s}$ , общего влагосодержания атмосферы Q и интегрального водозапаса облаков W в районах зарождения ТУ Humberto (A) и Lorenzo (Б): (а) – данные измерений ЯТ радиометром SSMIS спутника F17 на длине волны 1.35 см на вертикальной поляризации с 24-часовым разрешением (архив RSS); (б) и (в) – оценки среднесуточных значений параметров Q и W из архива NSIDC по данным радиометра AMSR-E спутника EOS Aqua. Стрелками отмечены моменты начала тропических депрессий (1) и начала перехода тропических образований в стадию урагана (2).

Наблюдается дружный отклик ЯТ на зарождение ТУ Humberto в областях Мексиканского залива, находящихся на значительном удалении (до 500—700 км) от района его зарождения. По данным анализа в этих областях за несколько дней до интенсификации тропического образования Humberto до стадии урагана (13 сентября) отмечается снижение величины  $T^{4}_{1.26}$  на 15—20 К на вертикальной поляризации. Еще более сильные вариации ЯТ на этой длине волны (30–40 K) отмечаются на горизонтальной поляризации, где величина  $T^{*}_{1.26}$  чувствительна не только к влагосодержанию атмосферы, но и к скорости ветра в приводном слое атмосферы. Отчетливый сигнал на зарождение ТУ Humberto дает также канал радиометра AMSR-E на длине волны 1.6 см (18.7 ГГц) в обла-



**Рис. 2.** Вариации ЯТ в период развития ТУ Humberto (5–15 сентября 2007 г.) в районах расположения станций, ближайших к району его зарождения (отмечен кружком). По вертикальной оси – градусы северной широты, по горизонтальной – градусы западной долготы. Точки обозначают местоположение станций.



**Рис. 3.** Вариации OBA в районе зарождения урагана Lorenzo в период 15 сентября—5 октября 2007 г. По вертикальной оси – градусы северной широты, по горизонтальной – градусы западной долготы. Кружком выделен район зарождения тропической депрессии. Точки обозначают местоположение станций.

сти излучения водяного пара, который также реагирует на оба этих атмосферных параметра.

Выполнен анализ изменчивости суточных значений общего влагосодержания атмосферы *Q* в отдельных областях Мексиканского залива с временным разрешением 24 ч на основе данных архива NSIDC – результатов тематической обработки данных измерений радиометра AMSR-E спутника EOS Aqua.

Рисунок 3 иллюстрирует изменчивость суточных значений OBA в области 19°-25° с.ш., 82°—98° з.д. Мексиканского залива для ряда точек в окрестности зарождения урагана Lorenzo.

Рисунок демонстрирует дружный отклик водяного пара атмосферы на зарождение ТУ Lorenzо в различных точках Мексиканского залива, находящихся на удалении от района его зарождения до 500–700 км. Наблюдается заметное снижение величины Q на 15–20 кг/м<sup>2</sup> в прилегающих к точке зарождения урагана областях в течение 5–7 дней на начальной стадии урагана (тропической депрессии) и сильный рост на 20–25 кг/м<sup>2</sup> в течение по-

#### ГРАНКОВ



**Рис. 4.** Положение выбранной области в Мексиканском заливе и районов зарождения тропических образований Humberto (1), Lorenzo (2), Bret (3), Katia (4) в моменты их перехода из стадии тропического шторма в стадию урагана.

следующих 4—5 дней при интенсификации тропического образования Lorenzo до стадии урагана (28 сентября).

Приведенные примеры указывают на то, что формирование ТУ Humberto и Lorenzo сопровождается отчетливой реакцией общего влагосодержания атмосферы и яркостной температуры в спектральной области резонансного излучения атмосферного водяного пара не только в районах зарождения этих ураганов, но и в прилегающих к ним обширных акваториях Мексиканского залива.

## 3. ГРУППОВОЙ ОТКЛИК ОБЩЕГО ВЛАГОСОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРЫ В МЕКСИКАНСКОМ ЗАЛИВЕ НА ТУ HUMBERTO, LORENZO, BRET, KATIA

Согласованность откликов величин  $\Delta T_{1.26}^{я}$  и Q на зарождение ТУ Humberto и Lorenzo в различных областях Мексиканского залива с их откликом в районах зарождения данных ураганов наводит на мысль о целесообразности изучения группового (формируемого всей акваторией залива) отклика этих характеристик и их связи с историями возникновения и развития этих и других ураганов.

Проведен анализ статистических характеристик пространственной изменчивости общего влагосодержания атмосферы в области 21.75°–28° с.ш., 85.5°–95.75° з.д. Мексиканского залива в периоды зарождения и развития ТУ Humberto и Lorenzo, а также более мощных ураганов Bret и Katia с "пропиской" в Мексиканском заливе (рис. 4).

Ураган Bret образовался из тропической депрессии в заливе Кампече (южной части Мексиканского залива) 18 августа 1999 г. [15]. Утром 22 августа Bret, набрав максимальную силу, стал приближаться к южному побережью Texaca со скоростью ветра около 230 км/ч, что соответствует 4-й категории интенсивности по шкале Саффира-Симпсона.

Ураган Каtia зародился в виде тропической депрессии в полдень 5 сентября 2017 г. в заливе Кампече [16]. Утром 6 сентября достиг статуса тропического шторма и вечером того же дня трансформировался в ураган, распространяющийся к мексиканскому побережью со скоростью около 170 км/ч.

С помощью данных архива NSIDC проведен анализ статистических характеристик пространственной изменчивости общего влагосодержания атмосферы Q (дисперсии и средних значений) в выбранной области Мексиканского залива в периоды времени, охватывающие синоптические истории ТУ Humberto, Lorenzo, Bret и Katia. Для данной области, покрывающей значительную часть залива, сформированы массивы данных в виде матриц 42 × 26, элементами которой являются суточные значения параметров Q и W в пространственных ячейках  $0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$ .

Результаты анализа показывают общую для этих тропических образований особенность — усиление в течение нескольких дней пространственной дисперсии ОВА над акваторией Мексиканского залива и дальнейшее ее ослабление перед финальной стадией — появлением урагана (рис. 5).

Отметим, что сходству откликов параметра  $\sigma_Q$  на развитие данных ураганов не препятствует различие их синоптических историй. Действительно, причиной образования ТУ Нитвето послужил местный фактор – перемещение атмосферного желоба от южного побережья Флориды к северо-западной части Мексиканского залива [13], а зарождение ТУ Lorenzo произошло вследствие прихода в Мексиканский залив тропической волны с западного побережья Африки [14]. В зарождении ураганов Вгеt и Каtia сыграли важную роль тропические волны, пришедшие из Атлантики, но синоптиче-



**Рис. 5.** Стандартные отклонения общего влагосодержания атмосферы  $\sigma_Q$  от среднесуточных значений в Мексиканском заливе в периоды зарождения и развития ТУ Humberto (a), Lorenzo (б), Bret (в) и Katia (г). Стрелкой отмечен момент перехода тропического образования в стадию урагана.



**Рис. 6.** Вариации среднесуточных значений общего влагосодержания атмосферы *Q* в Мексиканском заливе в периоды зарождения и развития ТУ Lorenzo (а) и Bret (б). Стрелками отмечены моменты перехода тропических образований в стадию урагана.

ГРАНКОВ



**Рис.** 7. Вариации стандартных отклонений  $\sigma_w(a)$  и средних значений W(6) общего водозапаса облаков W над Мексиканским заливом в период зарождения и развития ТУ Bret. Стрелкой отмечен момент перехода тропического образования в стадию урагана.



**Рис. 8.** Ураган Humberto: эволюции пространственного распределения ОВА в Мексиканском заливе в период 20 (а), 21 (б), 22 (в), 23 (г), 24 (д), 25 (е) сентября.

ские истории их формирования в Мексиканском заливе сильно различались [15, 16].

Проведен анализ группового отклика общего влагосодержания атмосферы на зарождение и развитие ТУ Humberto, Lorenzo, Bret и Katia в виде вариаций его усредненных в акватории залива среднесуточных значений. Выявлены общие для данных тропических образований особенности: "накачка" атмосферы водяным паром в период, предшествующий зарождению ураганов, монотонный рост величины Q за 5–8 сут до достиже-

ния стадии урагана и последующее снижение (примеры для ТУ Lorenzo и Bret приведены на рис. 6).

Выполнен анализ статистических характеристик общего (интегрального) водозапаса облаков в Мексиканском заливе в периоды зарождения и развития ТУ Humberto, Lorenzo, Bret и Katia. Его результаты указывают на следующую особенность: процесс пространственно-временной изменчивости данного параметра близок к классу процессов с постоянным коэффициентом вариации (отноше-



**Рис. 9.** Ураган Humberto: горизонтальные разрезы OBA в северной (А) и южной (Б) частях Мексиканского залива: (а), (г) – 8.09.2007 г.; (б), (д) – 9.09.2007 г.; (в), (е) – 10.09.2007 г.

нием стандартного отклонения  $\sigma_w$  к среднему значению *W*). Отмеченная особенность иллюстрируется на рис. 7 на примере урагана Bret.

# 4. ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ РАЙОНОВ МЕКСИКАНСКОГО ЗАЛИВА ПО ЭВОЛЮЦИЯМ ПОЛЕЙ ВОДЯНОГО ПАРА В ПЕРИОД, ПРЕДШЕСТВУЮЩИЙ ЗАРОЖДЕНИЮ МЕСТНЫХ УРАГАНОВ

Наглядными характеристиками отклика атмосферы в акватории Мексиканского залива на процесс образования ураганов могут служить временные эволюции полей ее общего влагосодержания атмосферы (рис. 8). Иллюстрация хорошо отражает приход в область зарождения ТУ Lorenzo теплой тропической волны с северо-восточного направления, динамику ее распространения, сопровождающуюся увеличением ОВА над заливом в период, предшествующий образованию урагана. Также наблюдаются резкое снижение дисперсии ОВА в период 23–25 сентября перед зарождением Lorenzo.

Возможность использования суточных отсчетов для индикации эволюций ОВА в виде горизонтальных разрезов его пространственного распределения в Мексиканском заливе в период, предшествующий зарождению ТУ Humberto, демонстрирует также рис. 9.

Здесь представлены пространственные вариации параметра Q на сетке  $0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$  в северной

ГРАНКОВ



**Рис. 10.** Ураган Каtia: эволюции пространственного распределения ОВА в Мексиканском заливе в период 20 (а), 21 (б), 22 (в), 23 (г), 24 (д), 25 (е) сентября по данным измерений радиометра SSM/I спутника F15 (20.09), радиометра AMSR-E спутника EOS Aqua (30.09, 01.10, 04.10, 05.10) и радиометра SSMIS спутника F17 (02.10).

части залива (26°-28° с.ш., 85.5°-95.75° з.д.) и южной части (21.75°-26° с.ш., 85.5°-95.75° з.д.) в период 8-10 сентября, предшествующий возникновению тропической депрессии 13 сентября. трансформировавшейся впоследствии в ураган Humberto. Этот процесс, как видно из рис. 9, сопровождается сильной перестройкой поля ОВА исключительно в северной части Мексиканского залива, ограниченной атмосферным желобом у южного побережья Флориды и районом зарождения урагана у побережья Техаса. Несмотря на невысокую регулярность спутниковых измерений, наблюдение данного процесса в течение 3 сут позволяет выделить области с высокой дисперсией ОВА и зафиксировать их перемещение от атмосферного желоба к району зарождения ТУ Humberto.

Еще один пример мониторинга эволюций полей общего влагосодержания атмосферы в Мексиканском заливе иллюстрирует рис. 10, где представлена серия полученных с помощью спутников F15, F17 и EOS Aqua изображений пространственного распределения OBA в период времени 29 сентября—5 октября 2017 г., предшествующий зарождению ТУ Katia в окрестности точки 21.8° с.ш., 95.2° з.д.

Из иллюстрации видно, что формирование ТУ Каtia на начальной стадии 20–22 сентября сопровождается процессами адвективного переноса скрытого тепла в атмосфере. По данным [5], данный фактор играет также важнуе роль в интенсификации тропических образований на стадиии зрелого урагана.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАДАЧИ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Результаты анализа пространственно-временной динамики радиояркостных и влажностных характеристик атмосферы над Мексиканским заливом по данным измерений радиометра AMSR-E спутника EOS Aqua и радиометров SSM/I, SSMIS спутников DMSP указывают на существование значительных вариаций общего влагосодержания атмосферы (десятки кг/м<sup>2</sup>) на различных стадиях образования и развития тропических образований Humberto, Lorenzo, Bret, Каtia. Еще за несколько дней до их интенсификации до стадии урагана фиксируются заметные возмущения величины OBA, сохраняющиеся даже после перемещения ураганов из Мексиканского залива на сушу.

Данные особенности проявляются не только в районах зарождения ураганов Humberto, Lorenzo, Bret, Katia, но и в областях Мексиканского залива, находящихся на значительном удалении (до 500–700 км) от них. Отмечается общая для ураганов Humberto, Lorenzo, Bret, Katia закономерность – усиление в течение нескольких дней пространственной изменчивости ОВА над акваторией Мексиканского залива и дальнейшее ее ослабление (затишье) перед финальной стадией – появлением урагана. Наблюдается также "накачка" атмосферы водяным паром в период, предшествующий зарождению ураганов, монотонный рост величины OBA за 5–8 сут до достижения стадии урагана и последующее снижение.

Эти наблюдения могут служить важными предпосылками для разработки технологий ранней диагностики зарождения ураганов в Мексиканском заливе на основе мониторинга пространственно-временной изменчивости общего влагосодержания атмосферы спутниковыми СВЧ-радиометрическими методами.

О возможности постановки такой задачи свидетельствует существование и повторяемость группового отклика поля общего влагосодержания атмосферы в Мексиканском заливе к процессам зарождения и развития местных ураганов. В дальнейшем, по-видимому, предстоит дать ответ на вопрос: является ли информация об эволюциях полей OBA в Мексиканском заливе достаточной для определения времени зарождения тропических ураганов и местоположения их очагов, является ли при этом необходимым знание о пространственно-временной изменчивости скорости ветра и других параметрах приводного слоя атмосферы.

Можно констатировать, что современный арсенал зарубежных и отечественных спутниковых СВЧ-радиометрических средств, обладающих пространственным разрешением 20—30 км и регулярностью обзора 6—12 ч, обеспечит решение данных задач.

Автор выражает признательность своим коллегам А.А. Мильшину, Н.К. Шелобановой и Е.П. Новичихину за сотрудничество и полезные обсуждения.

Исследование проведено в ходе выполнения государственного задания № 0030-2019-0008 (шифр "Космос").

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бондур В.Г., Крапивин В.Ф. Космический мониторинг тропических циклонов. Москва: Научный мир, 2014. 508 с.
- 2. Шарков Е.А. Дистанционные исследования атмосферных катастроф // Исслед. Земли из космоса. 2010. № 1. С. 52–68.
- 3. Покровская И.В., Шарков Е.А. Дистанционные исследования пространственных полей влагосодержания в тропической атмосфере в процессе циклогенеза // Исслед. Земли из космоса. 1996. № 6. С. 18–27.
- 4. Шарков Е.А., Шрамков Я.Н., Покровская И.В. Повышенное содержание водяного пара в атмосфере тропических широт как необходимое условие генезиса тропических циклонов // Исслед. Земли из космоса. 2012. № 2. С. 73–82.

- 5. *Ермаков Д.М., Шарков Е.А., Чернушич А.П.* Роль тропосферных адвективных потоков скрытого тепла в интенсификации тропических циклонов // Исслед. Земли из космоса. 2014. № 4. С. 3–15.
- 6. Ермаков Д.М., Чернушич А.П., Шарков Е.А., Покровская И.В. Поиск источника энергии при интенсификации ТЦ Katrina по данным микроволнового спутникового зондирования // Исслед. Земли из космоса. 2012. № 4. С. 47–56.
- Grankov A.G., Marechek S.V., Milshin A.A., Novichikhin E.P., Golovachev S.P., Shelobanova N.K., Shutko A.M. Elaboration of Technologies for Diagnosis of Tropical Hurricanes Beginning in Oceans with Remote Sensing Methods, Chapter in collective monograph "Hurricane Researches". InTech Publ. House, 2012. P. 23–41.
- 8. Гранков А.Г., Мильшин А.А., Новичихин Е.П., Шелобанова Н.К. О связи радиоизлучения в области поглощения водяного пара атмосферы с характеристиками тропических ураганов на разных стадиях их развития // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63. № 3. С. 228–239.
- Гранков А.Г. Об отклике влажностных характеристик атмосферы в Мексиканском заливе на зарождение тропических циклонов Humberto и Lorenzo по данным спутниковых СВЧ-радиометрических измерений / Под ред. Мкртчяна Ф.А. // Докл. МНТОРЭС им. А.С. Попова. Материалы Международного симпозиума. Вып. XIV. Сер.: Пробл. экоинформатики. МНТОРЭС. 2020. С. 200– 204.
- Hollinger P.H., Peirce J.L., Poe G.A. SSM/I instrument evaluation // IEEE Trans. Geosci. Rem. Sensing. 1990. V. 28. P. 781–790.
- 11. *Kunkee D., Boucher D., Poe G., Swadley S.* Design and evaluation of the first special sensor Microwave Imager/Sounder // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2008. V. 46. № 4. P. 863–883.
- Kawanishi T, Sezai T, Imaoka K. et al. The advanced microwave scanning radiometer for the Earth Observing System (AMSR-E), NASDA's contribution to the EOS for global energy and water cycle studies // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2003. № 48. P. 173–183.
- 13. *Blake E.S.* Tropical Cyclone Report: Hurricane Humberto, 12–14 September 2007. National Hurricane Center, 28 November 2007.
- Franklin J.L. Tropical Cyclone Report: Hurricane Lorenzo, 22–28 September 2007. National Hurricane Center, 18 October 2007.
- Lawrence M.B., Kimberlain T.B. Tropical Cyclone Report: Hurricane Bret, 18–25 August 1999. Miami: National Hurricane Center (Revised 26 February 2001).
- Avila L.A. Tropical Cyclone Report: Hurricane Katia, 5–9 September 2017. Miami: National Hurricane Center, 14 February 2019.

## 506

#### ГРАНКОВ

## On the Relationship of the Atmosphere Humidity Fields in the Gulf of Mexico with the Processes of Hurricane Origin and Development

## A. G. Grankov\*

Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch, pl. akad. Vvedenskogo, 1, Fryazino, Moscow oblast, 141190 Russia \*e-mail: agrankov@inbox.ru

An approach to the study of the processes of hurricane formation in the Gulf of Mexico is considered, based on the analysis of the group (averaged over the Gulf) response of the total atmospheric moisture content to these processes based on satellite microwave radiometric measurements. The spatial and temporal variability of the moisture content in different years during the periods of origin and development of local tropical hurricanes Humberto (2007), Lorenzo (2007), Bret (1999), Katia (2017) from the DMSP (SSM/I and SSMIS radiometers) and EOS Aqua (AMSR-E radiometer) satellites was analyzed. There is a cooperative response of the moisture content of the atmosphere to the process of development of these hurricanes over vast areas of the Gulf of Mexico, located at a considerable distance (up to 500–700 km) from the areas of their origin. There is a common feature for hurricanes Humberto, Lorenzo, Bret, Katia – an increase in the spatial variability of the total moisture content of the atmosphere over the Gulf of Mexico over several days and its further weakening (calm) before the final stage – the appearance of a hurricane. The tasks of further researches are discussed.

Keywords: hurricanes, Gulf of Mexico, atmospheric moisture content, microwave radiometry, brightness temperature