СОДЕРЖАНИЕ

_

_

Том 57, номер 6, 2021

Правила для авторов журнала "Известия РАН. Физика атмосферы и океана"	753
О динамике дреифового течения при слаоом ветре О. А. Дружинин	743
Оперативный прогноз динамики вод на Черноморском подспутниковом полигоне "Геленджик" <i>А. И. Кубряков, А. В. Григорьев, В. А. Кубряков</i>	733
потенциальная завихренность в океане: подходы Эртеля и Россои с оценками для Лофотенского вихря В. В. Жмур, Е. В. Новоселова, Т. В. Белоненко	721
К. П. Беляев, В. Ю. Королев, А. К. Горшенин, А. И. Антипов, М. А. Имеев, Н. И. Кирюшкин, М. А. Лобовский	707
Некоторые особенности внутригодовой изменчивости потоков тепла в Северной Атлантике	
в радиально-симметричном источнике В. В. Булатов, Ю. В. Владимиров	701
Дальние поля внутренних гравитационных волн при быстрых вариациях плотности	075
Особенности пространственно-временной изменчивости адвективного потока тепла в тропосфере над Тихим и Атлантическим океанами в Северном полушарии за 1979–2018 гг. <i>F. И. Морару, С. В. Дозинов, Е. В. Харюткина</i>	693
В. П. Бусыгин, А. С. Гинзбург, И. Ю. Кузьмина	680
Распространение лазерных импульсов через атмосферу в космос при наличии облаков верхнего и среднего ярусов	
И. П. Чунчузов, С. Н. Куличков, О. Е. Попов, В. Г. Перепелкин, Д. В. Зайцева, В. М. Сомсиков	665
Волновые возмущения атмосферного давления и скорости ветра в тропосфере, связанные с солнечным терминатором	
Динамические процессы стратосферы Арктики зимой 2020–2021 г. П. Н. Варгин, В. В. Гурьянов, А. Н. Лукьянов, А. С. Вязанкин	651
Температурные инверсии в Москве и их влияние на состав приземного воздуха М. А. Локощенко, А. Ю. Богданович, Н. Ф. Еланский, Е. А. Лезина	641
О динамике инерционных частиц в интенсивных атмосферных вихрях Л. Х. Ингель	632
Простые соображения по поводу приполярных циклонов Юпитера Г. С. Голицын	627

Contents

_

Vol. 57, No. 6, 2021

Simple Arguments for Origin of Near Poles Clusters of Cyclones at Jupiter	
G. S. Golitsyn	627
On the Dynamics of Inertial Particles in Intensive Atmospheric Vortex L. Kh. Ingel	632
Thermal Inversions in Moscow and Their Influence on the Surface Air Composition	
M. A. Lokoshchenko, A. Yu. Bogdanovich, N. F. Elansky, and E. A. Lezina	641
Arctic Stratosphere Dynamical Processes in the Winter of 2020–2021	
P. N. Vargin, V. V. Guryanov, A. N. Lukyanov, and A. S. Vyzankin	651
Wave Disturbances of Atmospheric Pressure and Wind Speed in the Troposphere Associated with the Solar Terminator	
I. P. Chunchuzov, S. N. Kulichkov, O. E. Popov, V. G. Perepelkin, D. V. Zaitseva, and V. M. Somsikov	665
Transfer of Laser Pulses Through the Atmosphere into Space in the Presence of Clouds of the Upper and Middle Tiers	
V. P. Busygin, A. S. Ginzburg, and I. Yu. Kuzmina	680
Features of the Spatio-Temporal Variability of the Advective Heat Flux in the Troposphere Over the Pacific and the Atlantic Oceans in the Northern Hemisphere for 1979–2018	
E. I. Moraru, S. V. Loginov, and E. V. Kharyutkina	693
Far Internal Gravity Waves Fields under Fast Density Variation in Radial Symmetry Source	
V. V. Bulatov and Yu. V. Vladimirov	701
Some Issues of the Intra-Annual Variability of Heat Fluxes in the North Atlantic	
K. P. Belyaev, V. Yu. Korolev, A. K. Gorshenin, A. I. Antipov, M. A. Imeev, N. I. Kirushkin, and M. A. Lobovskii	707
Potential Vorticity in the Ocean: Ertel and Rossby Approaches with Estimates for the Lofoten Vortex	
V. V. Zhmur, E. V. Novoselova, and T. V. Belonenko	721
Operational Forecast of Water Dynamics at the Black Sea Sub-Sattelite Polygon "Gelendzhik"	
A. I. Kubryakov, A. V. Grigoriev, and V. A. Kubryakov	733
On the Dynamics of a Drift Flow under Low Wind	
O. A. Druzhinin	743
Guidelines for Authors	753
	100

УДК 523.45.6;532.529.9;551.513

ПРОСТЫЕ СООБРАЖЕНИЯ ПО ПОВОДУ ПРИПОЛЯРНЫХ ЦИКЛОНОВ ЮПИТЕРА

© 2021 г. Г. С. Голицын*

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

*e-mail: gsg@ifaran.ru Поступила в редакцию 10.06.2021 г. После доработки 05.08.2021 г. Принята к публикации 11.08.2021 г.

5 июля 2016 г. станция НАСА Юнона начала облет Юпитера по меридиональной орбите, обнаружив вблизи полюсов по широте $\pm 82^{\circ}$ вблизи Северного полюса 8 циклонов и 5 несколько бо́льших циклонов вблизи Южного. В обеих этих публикациях сказано, что происхождение этих циклонов неизвестно. Однако в конце 1960-х гг. было найдено, что у четырех больших планет есть внутренний источник тепла, хотя у Урана он относительно слабее, чем у остальных, где этот источник сравним с потоком тепла от Солнца на их расстояниях. Теория конвекции вращающихся жидкостей позволяет с привлечением дополнительных аргументов получить оценки диаметров и скоростей в циклонах, сравнимые с наблюдаемыми.

Ключевые слова: Юпитер, полярные циклоны, конвекция при вращении **DOI:** 10.31857/S0002351521060055

5 июля 2016 г. космическая станция НАСА Юнона начала облет Юпитера по вытянутой меридиональной орбите с периодом 53 сут [1, 2]. Главный результат – это обнаружение 8 циклонов вблизи Северного полюса, СП, и 5 циклонов вблизи Южного, ЮП, с дополнительными циклонами на обоих полюсах, 8 и 5 циклонов на 82°-83° широте образуют правильные восьмиугольники у СП и пятиугольники у ЮП. Тщательный анализ выявил более мелкие антициклоны, окаймляющие оба полярных циклона. В первой же публикации было сообщено, что тангенциальные скорости и южных 8 циклонов находятся в пределах 60-80 м/с со средним значением 71 \pm \pm 8 м/с, диаметры в пределах 4000-4600 км, а у северных циклонов 76 ± 13 м/с с диаметрами 5700-7000 км. Более поздние снимки выявили богатство разнообразной активности в пределах $\pm 80^{\circ}-90^{\circ}$, но основные картины в 5 и 8 за 2 года наблюдений практически не изменили свои положения и конфигурацию. Причины появления таких паттернов авторам статей неизвестны, кроме расположения циклонов вблизи полюсов, объяснение чего дается изменением параметра Кориолиса с широтой, т.е. так называемым β-эффектом. Образцы этих циклонов даны на рис. 1, где они выявляют оптическую толщу для выходящего излучения в районе 5 мкм.

Вниманию автора эти статьи [1, 2] были представлены лишь в конце апреля с. г. и здесь даны

самые простые идеи, объясняющие эту ситуацию в рамка законов теории вероятности А. Н. Колмогорова и его школы [3-5], а также соображений подобия размерности, их подкрепляющих [6]. Автор в 1970-80 гг. довольно плотно занимался планетными атмосферами, был в тесном контакте с целым рядом ведущих ученых НАСА по планетным исследованиям и около 20 лет был в редколлегии журнала Икарус. За прошедшие 40-50 лет из моих знакомых того периода остался лишь первый автор появившейся у меня на днях статьи [7]. Из ярких впечатлений тех лет я вспоминаю, что у Юпитера, Сатурна и Нептуна тогда были обнаружены внутренние источники тепла, поскольку рассчитанные данные по их альбедо и расстояниям от Солнца давали эффективные температуры Т_е заметно меньше, чем наблюдавшиеся $T_0 = 130-134$ К. Действительно, [8] только от Солнечного тепла

$$T_e = \frac{279}{R_{cr}^{1/2}} (1 - A)^{1/4},$$

где R_{cr} — расстояние от Солнца в астрономических единицах, 1 а. е. = 1.5×10^8 км. Для Юпитера R_{cr} = 5.2, A = 0.42, что дает T_e = 107 К. Уточнения за последующие полвека вряд ли заметно изменят эту цифру. Тогда наблюдаемые значения T_0 были 130—134 К, что по закону Стефана–Больцмана дает интенсивность внутреннего источника одно-



Рис. 1. Крупномасштабные вихри вблизи обоих полюсов Юпитера.

го порядка с приходом солнечной энергии. Благодаря малому наклону оси собственного вращения планеты, 3°7′, роль Солнца в создании температурной стратификации полярных широт мала, и это еще один фактор для видимого появления циклонов в высоких широтах. Облачная структура в них выявляется конденсацией в атмосфере паров воды, аммиака и других примесных газов.

Автор в 1980—2000 гг. вел программу по исследованию конвекции во вращающейся жидкости, подробно изложенной в книге [9], а затем под нее в 2018 г. было введено вероятностное обоснование [5]. Теория [3] основана на использовании уравнения Фоккера—Планка для плотности вероятности 6-мерного вектора x_i , u_i и ее эволюции во времени в виде

$$\frac{\partial p(x_i, u_i, t)}{\partial t} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} = D \frac{\partial^2 p}{\partial u_i^2},$$
(1)

т.е. используется субстациональная, а не частная, производная по времени. Это уравнение имеет фундаментальное решение в виде [10, 11]. Это уравнение рассматривает ансамбль частиц, на которые действуют марковские, т.е. δ -коррелированные силы по законам Ньютона, и оно выдает решение в виде [11]:

$$p(x_i, u_i, t) = \left(\frac{\sqrt{3}}{2\pi Dt}\right)^3 \exp\left[-\left(\frac{u_i^2}{Dt} - \frac{3u_i x_i}{Dt^2} + \frac{3x_i^2}{Dt^3}\right)\right].$$
 (2)

А.М. Обухов первым проанализировал это уравнение [12]. Он показал, что коэффициент диффузии $D = \varepsilon/2$, т.е. половина скорости диссипации (генерации, в статистических стационарных условиях) кинетической энергии турбулентности. Формула (2) показывает, что искомое распределение вероятностей нормально. Это решение имеет три масштаба (угловые скобки означают среднее для распределения по ансамблю):

$$\left\langle u_{i}^{2}\right\rangle =\varepsilon t,$$
 (3)

$$\langle u_i x_i \rangle = \varepsilon t^2 \equiv K,$$
 (4)

$$\left\langle x_{i}^{2}\right\rangle =\varepsilon t^{3}\equiv r^{2},$$
(5)

где масштаб (4) по размерности равен коэффициенту вихревого (турбулентного) перемешивания. Выражая время из (5) $\tau_0 = (r^2/\epsilon)^{1/3}$ и подставляя его в (3) и (4), получим закон Колмогорова– Обухова для структурной функции скорости и закон Ричардсона–Обухова для коэффициента турбулентного перемешивания (вихревой диффузии) (см. [12]). Масштабы (3) и (5) проявляются и

в том, что замены переменных $u_i = \tilde{u}_i (Dt)^{1/2}$ и $x_i = \tilde{x}_i (Dt^3)^{1/2}$, где тильда — символ безразмерности, исключает из уравнения (1) коэффициент диффузии *D*, превращая его в безразмерное, т.е. описание становится полностью автомодельным [4]. Численные расчеты этой работы показывают выполнение масштабов (3) и (5) даже при небольших размерах ансамбля N = 10, особенно (5), поскольку повторное интегрирование скоростей и осреднение результатов этому способствует. Если число интегрируемых частиц равно 100, то эти моменты распределений (2) уже практически не отличаются от моментов для бесконечных ансамблей (3) и (5).

В статье [1] дана таблица тангенциальных скоростей в их максимуме примерно на 1500 км от центра вихря для всех 15 = 9 + 6 циклонов, в том

числе и полярных. Для северного полушария средняя скорость по 9 объектам равна 86 ± 11 м/с, а для южного – 76 ± 8 м/с, диаметры первой группы в пределах от 4000 до 4600 км, а во второй – от 5600 до 7000 км без конкретизации к индивидуальным циклонам. Поэтому мы можем оперировать лишь средними величинами. Общий разброс у формальной комбинации со скоростями и диаметром типа (3) и (5) будет порядка 20%. Скорости формально брались на расстояниях 1500 км от центра, что при разбросе значений диаметров порядка 15–20% может дать дополнительный разброс. Желательно знать радиальную функцию скорости, что пока дает [7] лишь для отдельного циклона.

Для оценки разброса реальных данных и выполнения в них соотношений (3) и (5) оценим для картин обоих полюсов комбинацию $a^2 = x_i^2$

$$\left(\frac{\langle u^2 \rangle t^{-1}}{\langle d^2 \rangle / t^{-3}}\right)^{1/2} = \beta, \tag{6}$$

где за время t возьмем период собственного врашения 35424 с, величину обратную параметру Кориолиса, который в приполярных областях равен 2ω. Подставляя в (6) средние скорости и диаметры, для СП получим $\beta = 0.71$, а для ЮП – $\beta = 0.43$. Это является, по всей видимости, отражениями внутренней асимметрии обоих полушарий планеты, ярким проявлением которого служит Большое красное пятно, БКП, находящееся в южном полушарии примерно на 20° ю.ш. Открытое в 1665 г. Хуком, оно перемещается по широте, меняя свои размеры. Это явно конвективное образование, не связанное с твердой поверхностью, которая в настоящее время оценивается на глубинах порядка 20% радиуса планеты и состоит из металлизированного водорода. Происхождение и природа БКП по-прежнему нуждаются в разработке.

Оценим полную мощность внутреннего источника тепла на Юпитере и на его основе плотность потока плавучести. Первую величину оценим как разность потоков тепловой лучистой энергии при температурах = 130 и 107 К, используя закон Стефана–Больцмана $q_i = \sigma(T_0^4 - T_e^4)$. Это дает $q_i \approx 9$ Вт/м². Плотность потока плавучести равна

$$b = \frac{k\alpha gq_i}{\rho c_p},\tag{7}$$

где $\alpha = 1/T$ — коэффициент температурной сжимаемости идеального газа по закону Шарля, $g = 25 \text{ м/c}^2$ — ускорение силы тяжести, ρ — плотность газа на уровне измерений (примерно на порядок меньшая плотности воздуха), $c_p \approx 1.5 \times 10^{-4} \text{Дж/K}$ — теплоемкость газа, k -коэффициент превращения лучистого потока тепла в турбулентный (в земной атмосфере $k = O(10^{-2})$). Собирая все величины, получим для Юпитера $b \approx 0.1 \text{ м}^2/\text{c}^3$. Несмотря на грубость и приблизительность таких оценок, они сходятся с таковыми по порядку величины со значениями β , если брать за время *t* период вращения планеты.

629

Несколько важных моментов следует уточнить. Во-первых, формулы (3) и (5) получены А.Н. Колмогоровым для однородных по плотности сред. В атмосфере Юпитера в поле силы тяжести плотность убывает экспоненциально с глубиной, во-вторых, то, что мы видим, - это облака примесных газов. Поэтому проблему следовало бы исследовать численно с учетом этих и других факторов. Но в целом без всякого сомнения природа циклонов конвективна, и это конвекция во вращающейся жидкости, как и природа земных ураганов, спиральных пятен на морской поверхности и др. [11]. В [7] исследовано поле завихренности скорости и ее дивергенции, что указывает, без сомнения, на конвективную структуру внутри циклонов. Наши грубые оценки четко указывают на конвекцию во вращающейся жидкости.

С другой стороны, оценку потока плавучести можно получить из инвариантов А.Н. Колмогорова (3) и (5) $b = u^2/t$ и $b = d^2/t^3$, где за время *t* условно примем период собственного вращения Юпитера $t = 0.41t_{\oplus} = 35424$ с. На самом деле, если исходить из теории подобия, то тут могут стоять множители О(1). При средней для планеты скорости в циклонах u = 80 м/с получаем из (3) $b = 0.18 \text{ м}^2/\text{c}^3$, а из (5) при среднем диаметре циклонов d = 6300 км получим b = 0.89 м²/с³. Хотя два значения b различаются в 5 раз, но помня численные множители О(1) и совпадение порядков величин в значениях плотности потока плавучести и то, что вывод формул для масштабов скоростей производился в 1934 г. для однородных сред, совпадение порядков величин для *b* можно признать удовлетворительным для объектов вблизи Северного полюса, у которого 9 циклонов с учетом полярного. Безразмерное выражение (6) дает значение параметра $\beta_1 = 0.71$. Аналогичный расчет для более крупных 5 циклонов вокруг Южного полюса + циклон на самом полюсе дает $\beta_2 = 0.43$. Обе группы объектов расположены внутри широт $\theta = |\pm 82^{\circ}|$, т. е. занимают одинаковые площади вокруг полюсов. Считая значения γ_1 и γ_2 как-то относящиеся к проценту заполнения этих пространств и что внутренние потоки плавучести мало отличаются друг от друга в разных полушариях, находим отношения на циклон $\beta_1/9$: $\beta_2/6 = 1.007 = 1.0$. Можно считать, что общие завихренности вблизи обоих полюсов на площадях $\theta > |\pm 82^{\circ}|$ одинаковы, как и потоки плавучести.

Вероятно, циклоны вблизи ЮП возникают с более мелких глубин, чем у СП, поэтому их размеры и скорости поменьше, чем вблизи противоположного полюса.

Автора спрашивают о природе Большого красного пятна, которое несколько раз обходило свою широту и меняло свои размеры, т.е. это свободный вихрь. Он мог бы возникнуть при падении на планету заметного астероида.

О происхождении самих приполярных циклонов можно высказать догадку, основанную на прослушивании в 2009 г. (последнее мое пребывание в США) докладов по численному моделированию процессов во влажной атмосфере с вращением, подпитываемых только солнечной энергией. В такой атмосфере через 10-15 дней образовывались интенсивные вихри типа ураганов. В приполярных областях Юпитера приток от Солнца пренебрежим. горазло больше приток внутренней энергии. приток тепла от конденсации паров в облаках за длительный промежуток в среднем по времени должен быть равен нулю, и эти циклоны кажутся имеющими достаточно крупные вертикальные размеры. Поэтому в силу только что сказанного следовало бы моделировать и их вертикальную структуру, чего пока нет. Допустимо лишь сказать, что образуются приполярные циклоны в разных полушариях на различных глубинах и, вероятней, в ЮП на больших глубинах, например, потому, что там БКП.

Хочется помянуть еще одно обстоятельство. В 1960-х гг. привлекло внимание приливное уравнение Лапласа [13, 14]. Для малых колебаний сжимаемой сферической атмосферы оно было модифицировано Хафом [16]. В [13] были проведены расчеты его собственных функций и собственных значений уравнения Хафа в зависимости от скорости вращения планеты. Конкретные расчеты в [13] проводились для атмосфер Земли и Юпитера. Для последней планеты было найдено, что собственные функции группируются в полосе вблизи экватора, а на широтах свыше примерно 30° они экспоненциально спадают к нулю. Собственным параметром для уравнения Хафа является безразмерное число $\gamma = 4\omega^2 r^2/c^2$, где r – радиус планеты, *с* – адиабатическая скорость звука. Для Юпитера расчеты велись при $\gamma = 1200$. Такая структура собственных функций качественно объясняла отсутствие полосатой структуры на диске планеты для широт $\theta \ge |30^\circ|$. Для Земли $\gamma = O(1)$ собственные функции покрывают все широты, содержат волны Россби, и в работе [15] таким об-

разом были проинтерпретированы возмущения, наблюденные в средних широтах с хорошим совпадением рассчитанных и реальных скоростей. Можно думать, что отсутствие волновых возмущений в высоких широтах Юпитера не мешает возникновению там приполярных циклонов конвективного происхождения.

Таково качественное объяснение всей видимой структуры диска Юпитера.

В заключение выражаю глубокую благодарность О.Г. Чхетиани за обращение моего внимания к этой тематике, помощь в работе и обсуждение ее результатов, а также рецензенту, чьи замечания и вопросы существенно улучшили первоначальный текст.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Adriani A. et al.* Clusters of cyclones encircling Jupiter's poles // Nature. 2018. 555. P. 216–219.
- 2. *Tabataba-Vakili F. et al.* Long-term tracking of circumpolar cyclones on Jupiter from polar observations with JunoCam // Icarus. 2020. V. 335. 113405.
- Kolmogorov A.N. Zufallige Bewegungen // Ann. Math. 1934. V. 35. P. 116–117.
- Гледзер Е.Б., Голицын Г.С. Скейлинг и конечные ансамбли частиц в движении с притоком энергии // Докл. РАН. 2010. Т. 433. № 4. С. 466–470.
- 5. Голицын Г.С. Законы случайных блужданий А.Н. Колмогорова 1934 г. // Метеорология и гидрология. 2018. № 3. С. 5–15.
- 6. *Голицын Г.С.* Полярные и тропические ураганы: их энергия, размеры и количественные критерии их генерации // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 5. С. 579–591.
- 7. *Ingersoll A.P. et al.* Polygonal patterns of cyclones on Jupiter: convective forcing and anticyclonic shielding // Proc. Nat. Ac. Sci. 2021. In print.
- Golitsyn G.S. A similarity approach for the general circulation of planetary atmospheres // Icarus. 1970. V. 13. № 1. P. 1–24.
- 9. *Boubnov B.M., Golitsyn G.S.* Convection in Rotating Fluids. Dordrecht: Cluwer Acad. Publ., 1995. 224 p.
- 10. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Т. 2. § 24. М.: Наука, 1967. 720 с.
- 11. *Голицын Г.С.* Вероятностные структуры макромира: землетрясения, ураганы, наводнения... М.: Физматлит. 2021. 176 с.
- 12. *Obukhov A.M.* Turbulence in lagrangian terms // Adv. in Geophysics. 1959. V. 7. P. 115–117.
- 13. *Голицын Г.С., Дикий Л.А.* Собственные колебания планетных атмосфер в зависимости от скорости вращения планеты // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1966. Т. 2. № 3. С. 225–233.
- Longuet-Higgins M.S. The eigenfunctions of Laplace's tidal equation over a sphere // Phil. Trans. Roy. Soc. 1968. V. 262. № 1132. P. 511–607.
- Diky L.A., Golitsyn G.S. Calculation of the Rossby wave velocities in the Earth's atmosphere // Tellus. 1968. V. 20. № 2. P. 314–317.
- Hough S.S. On the application of harmonic analysis to the dynamical theory of the tides. Part II. On the general integration of Laplace's dynamical equation // Phil. Trans. Roy. Soc. 1898. V. 191. P. 139–185.

Simple Arguments for Origin of Near Poles Clusters of Cyclones at Jupiter

G. S. Golitsyn*

Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevskii per., 3, Moscow, 119017 Russia *e-mail: gsg@ifaran.ru

NASA Juno station started on July 5, 2016, meridional orbiting of the planet Jupiter has discovered near its poles at latitudes $\pm 82^{\circ}$ 8 cyclones near North Pole and 5 slightly larger cyclones close to the South Pole. It is said at both of these references that the origin of the cyclones is unknown. But in late 1960s the internal heat sources have been found at 4 giant planets input, though for Uranus it was considerably weaker, than at others where they were comparable to the solar energy at their distances. The theory of convection in rotating fluids allows one together with some other arguments to obtain estimates of diameters and velocities for the cyclones close to the observed ones.

Keywords: Jupiter, polar cyclones, convection at rotation

УДК 551.515.3: 551.515.9

О ДИНАМИКЕ ИНЕРЦИОННЫХ ЧАСТИЦ В ИНТЕНСИВНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ВИХРЯХ

© 2021 г. Л. Х. Ингель^{а, b, *}

^аФГБУ "НПО "Тайфун", ул. Победы, 4, Обнинск, 249038 Россия ^bИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия *e-mail: lev.ingel@gmail.com

Поступила в редакцию 23.03.2021 г. После доработки 02.06.2021 г. Принята к публикации 09.06.2021 г.

Аналитически исследуется движение инерционных частиц в интенсивных вихрях с вертикальной осью в поле силы тяжести. В этой задаче существен нелинейный характер гидродинамического сопротивления — его зависимость от модуля скорости движения частицы относительно среды. Разные составляющие движения взаимодействуют между собой, поскольку каждая из них влияет на коэффициент сопротивления. Найден эффективный способ приближенного аналитического решения задачи. Установлен ряд общих закономерностей динамики частиц. Сравнение результатов с имеющимися в литературе отдельными численными расчетами подтверждает адекватность модели при значениях чисел Рейнольдса до порядка 10³. В некоторых отношениях удовлетворительное согласие можно констатировать и для более массивных частиц. Оценена дальность переноса тяжелых частиц за пределы области интенсивных ветров. Адекватное описание движения частиц может иметь значение для правильной интерпретации результатов радарного зондирования смерчей, для оценки связанных с ними опасностей и, возможно, для моделирования динамики самих смерчей.

Ключевые слова: интенсивные атмосферные вихри, массивные частицы, гидрометеоры, перенос, центрифугирование, нелинейное сопротивление, аналитическая модель, смерчи **DOI:** 10.31857/S0002351521060067

1. ВВЕДЕНИЕ

В литературе по интенсивным атмосферным вихрям (торнадо, "пыльным дьяволам", "водяным смерчам") в последние годы все больше внимания уделяется движению в них тяжелых частиц (гидрометеоры, брызги, поднятые в воздух частицы почвы, обломки, связанные с разрушениями в англоязычной литературе в этой связи широко используется термин "debris"). Это связано с рядом важных приложений.

В работе [1] обращается внимание на то, что доплеровские радары фактически регистрируют не движение воздуха, а движение тяжелых частиц, которое, вообще говоря, отличается от движений воздуха. Поэтому приобретает значение вопрос о движении тяжелых частиц в смерче в условиях сильного "центрифугирования" (англ. centrifuging). Этот вопрос важен и для ряда других приложений. Утверждается, что наличие некоторого количества тяжелых частиц в смерче может заметно влиять на его динамику [2–4]. Согласно опубликованным оценкам, масса поднятой и переносимой торнадо тяжелой примеси в некоторых случаях может достигать и превышать 10⁷ кг [2, 3]. Наличие в воздухе тяжелых частиц/предметов — фактор, усиливающий ветровой напор на сооружения и другие опасности, связанные со смерчами [5, 6]. Движение частиц и их пространственное распределение несут много информации и в оптическом диапазоне. Это используется, в частности, при изучении "пыльных дьяволов" [7, 8].

Видимо, впервые возможные проявления механизма центрифугирования частиц в интенсивных атмосферных вихрях начали обсуждаться в работе [9]. Речь шла, прежде всего, о наблюдаемых полых структурах водяных смерчей (англ. waterspouts), но упоминалась также и возможность подобных проявлений и в более интенсивных торнадо. Эта работа в большой степени опиралась на лабораторные эксперименты.

В зарубежной литературе нередко цитируется работа [7], в которой выполнены весьма обстоятельные расчеты, относящиеся, прежде всего, к центрифугированию пыли в "пыльных дьяволах". Автор поясняет, что прежде чем рассматривать движение тяжелой примеси в торнадо, целесообразно выполнить расчеты для более

простого случая пыльных вихрей, поскольку в торнадо придется принимать во внимание фазовые переходы и ряд других обстоятельств. Но в [7], как и в [9], рассмотрение ограничивается достаточно малыми частицами, сопротивление движению которых описывается линейным законом Стокса – коэффициент сопротивления не зависит от скорости движения относительно среды. Весьма содержательная теоретическая работа [10] также ограничивается динамикой концентрации "стоксовых" частиц с размерами не более первых десятков микрон. Помимо этих упрощений, упомянутые теоретические работы ограничиваются рассмотрением простейших модельных осесимметричных вихрей, не зависящих от вертикальной координаты z. Более сложные задачи обычно требуют уже численных расчетов [1, 11, 12]; правда, в нашей недавней работе [13] удалось аналитическими методами продвинуться в более сложной задаче о движении частиц больших размеров.

Но большинство публикаций пока относятся к анализу натурных данных, результатов радиолокационного зондирования торнадо. Весьма подробные обзоры содержатся в [14, 15]. Эта область исследований активно развивается — облака переносимых смерчами частиц несут много информации, которую все в большей степени удается использовать. Появились даже аббревиатура TDS (Tornado Debris Signature) и термин debris ball.

В [13] предложен метод приближенного аналитического решения задачи о движении частиц при нелинейном законе сопротивления до значений числа Рейнольдса порядка 10³ (для капель воды размерами до порядка 1 мм). В период выполнения [13] автору не было известно о работе [1], в которой численно исследовалась аналогичная задача для значительно более широкого диапазона чисел Рейнольдса и с более точными уравнениями и законом сопротивления, но лишь для некоторых конкретных значений параметров и двух типов модельных вихрей. В этой ситуации имеет смысл сравнить результаты двух упомянутых подходов. Удовлетворительное согласие позволило бы объединить достоинства этих подходов: указать общие закономерности динамики частиц для широкого класса вихревых движений, не ограничиваясь представленными в [1] отдельными конкретными расчетами. Этому и посвящена настоящая работа. Кроме того, сделаны оценки дальности переноса тяжелых частиц за пределы области интенсивных ветров (за счет инерции). Это также представляется актуальным в связи с отмеченными в литературе фактами выпадения переносимых частиц вне упомянутой области.

2. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Три проекции уравнения вязкого движения частицы в цилиндрической системе координат можно записать в виде [13]:

$$\frac{du}{dt} = \frac{v^2}{r} - cu,\tag{1}$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{uv}{r} - c\left[v - V(r)\right],\tag{2}$$

$$\frac{dw}{dt} = -g - cw. \tag{3}$$

Здесь t — время, g — ускорение свободного падения; u, v, w — радиальная, тангенциальная и вертикальная составляющие скорости частицы (вертикальная ось направлена против силы тяжести); c — коэффициент сопротивления; расстояние rот оси можно рассматривать как лагранжеву радиальную координату частицы:

$$u = \frac{dr}{dt}.$$
 (4)

Применимость этого приближения подробно обсуждается в [1, 10, 13]. Распределение тангенциальной скорости в вихре V(r), как уже упоминалось, считаем заданным (для определенности ограничиваемся случаями, когда значения V и vне отрицательны).

Смысл данной системы уравнений достаточно очевиден: ускорение частицы определяется алгебраической суммой сил тяжести, инерции (использована стандартная форма записи ускорений в цилиндрических координатах) и силы вязкого трения. Последняя, в свою очередь, в рассматриваемом приближении определяется значением коэффициента сопротивления и скоростью частицы относительно среды. Коэффициент сопротивления $c = \tau^{-1}$; τ — время вязкой релаксации. В случае частиц конечных размеров, помимо учтенных выше сил. строго говоря. сушествуют и другие (архимедова, "подъемная сила", "сила присоединенной массы"). Но в рассматриваемом приближении, в котором частицы предполагаются малыми, дополнительный учет упомянутых малых сил на данном этапе исследования не имеет смысла.

Масштаб времени τ в случае выполнения закона Стокса для достаточно малых частиц сферической формы выражается через коэффициент молекулярной вязкости среды η , радиус частицы R_p и ее плотность ρ_p [13]:

$$\tau_S = 2R_p^2 \rho_p / 9\eta, \quad c_S = 1/\tau_S. \tag{5}$$

Для частиц бо́льших размеров и массы коэффициент сопротивления c и время τ зависят от значения числа Рейнольдса для частицы:

$$c = c(\operatorname{Re}), \ \operatorname{Re} = \frac{2R_{\rho}\rho|\mathbf{v}|}{\eta} = \frac{2R_{\rho}|\mathbf{v}|}{\nu}, \ \nu = \frac{\eta}{\rho}.$$
 (6)

Здесь ρ – плотность среды (воздуха), v – коэффициент ее кинематической вязкости, v – вектор скорости частицы относительно среды¹:

$$|\mathbf{v}| = \left[u^2 + (v - V)^2 + w^2\right]^{1/2}.$$
 (7)

В работе [13] была использована заимствованная из литературы модель квадратичного по скорости закона сопротивления:

$$c = \frac{1}{60} \operatorname{Re} c_s = \frac{|\mathbf{v}|}{l},\tag{8}$$

где масштаб длины

$$l = \frac{20}{3} \frac{\rho_p}{\rho} R_p. \tag{9}$$

Для капель воды радиусом 0.5 мм в нижних слоях атмосферы $l \approx 3$ м. Эта модель, очевидно, приводит к следующему выражению для скорости установившегося оседания частицы в покоящейся среде:

$$W = (gl)^{1/2} = \left(\frac{20}{3}\frac{\rho_p}{\rho}gR_p\right)^{1/2}.$$
 (10)

Но сравнение с измеренными скоростями оседания частиц показывает, что выражение (10) приводит к довольно большим численным погрешностям. Поэтому в настоящей работе используем уточненное описание гидродинамического сопротивления, аналогичное [1]: вычисляем значения коэффициента сопротивления, опираясь на измеренные значения скорости оседания частиц *W*. В выражении (8) вместо (9) полагаем

$$l = W^2 / g. \tag{11}$$

При известных функциях c(Re) и V(r) система уравнений (1)–(4) для u, v, w и r замкнута, как и подсистема (1)–(3) для первых трех неизвестных. После решения упомянутой подсистемы, из уравнения (4) находится в неявном виде закон радиального движения частицы:

$$t = \int_{0}^{r} \frac{dr'}{u(r')},$$
 (12)

где индекс "0" обозначает значение величины в начальный момент времени t = 0. Ниже преимущественно будет анализироваться предельный случай относительно небольших частиц, для которых локальные ускорения малы по сравнению с силами сопротивления, тяжести и центробежной силой. В таких ситуациях производные по времени в уравнениях (1)—(3) бывают не всегда существенными, и порядок системы уравнений понижается. Поэтому остальные начальные условия будут обсуждаться ниже по мере необходимости. Отметим, что в [1] констатируется слабая зависимость движения частицы от начальных условий. (Последнее представляется нам не всегда очевидным, поскольку продолжительность реакции на изменение начальных условий в [1] иногда достигает порядка 100 с — значительное время для движения частицы в торнадо).

Поскольку центробежная сила всегда направлена к периферии, ограничиваемся здесь рассмотрением ситуаций, в которых радиальная координата частицы *r* монотонно растет со временем, иными словами, $u \ge 0$. В этом случае существует взаимнооднозначное соответствие между переменными *r* и *t*, так что всегда возможен переход от одной переменной к другой; d/dt = (dr/dt)d/dr = u(d/dr), и уравнения (1)–(3) можно представить в виде

$$\frac{1}{2}\frac{d(u^2)}{dr} = \frac{v^2}{r} - cu,$$
(13)

$$u\left(\frac{dv}{dr} + \frac{v}{r}\right) = -c[v - V(r)], \qquad (14)$$

$$u\frac{dw}{dr} = -g - cw. \tag{15}$$

Уравнение (14) ниже будет удобно рассматривать также в виде

$$[v - V(r)] = -\frac{u}{c} \left(\frac{dv}{dr} + \frac{v}{r}\right).$$
(16)

В работе [13] показано, что для относительно небольших частиц (капель воды размерами до порядка 1 мм) задача допускает существенные упрощения. Прежде всего, в уравнениях (1), (3), (13), (15) левые части относительно малы – имеет место приближенный баланс между массовыми силами в правых частях и гидродинамическим сопротивлением. Упомянутые уравнения в этом случае приближенно сводятся к алгебраическим. В тангенциальном направлении не действуют такие значительные силы, как центробежная и сила тяжести, поэтому частица приближенно отслеживает вихревое движение среды: $|\mathbf{v} - V| \ll |V|$. Кроме того, радиальная скорость частицы обычно много меньше тангенциальной, но много больше разности $|\mathbf{v} - V|$:

$$\left| v - V \right| \ll \left| u \right| \ll \left| V \right|. \tag{17}$$

Поэтому модуль скорости частицы относительно среды

$$\mathbf{v} | \approx \left(u^2 + w^2 \right)^{1/2}. \tag{18}$$

¹ Вместо диаметра частицы 2*R* в выражении для числа Рейнольдса можно, разумеется, использовать радиус. Поэтому, например, в некоторых публикациях значения чисел Рейнольдса при прочих равных условиях различаются в два раза.



Рис. 1. Зависимости от безразмерной функции $\chi(r)$ радиальной и вертикальной скорости частицы (толстая и тонкая линии соответственно, нормированы на *W*) и коэффициента сопротивления (штриховая линия, нормирован на g/W).

При указанных упрощениях уравнения (13), (15) принимают вид

$$cu \approx \frac{V(r)^2}{r}, \quad cw \approx -g,$$
 (19)

Отсюда нетрудно получить ряд универсальных соотношений, не зависящих от закона сопротивления, в частности

$$\frac{u}{w} \approx -\chi^{1/2}(r), \ \chi(r) \equiv \left[\frac{V^2(r)}{gr}\right]^2, \tag{20}$$

$$u \approx \left\{ \frac{V[V(r) - v]}{1 + \xi} \right\}^{1/2}, \ \xi \equiv \frac{dv/dr}{v/r} \approx \frac{dV/dr}{V/r}.$$
 (21)

При любых реальных профилях V(r) величина ξ по порядку абсолютной величины обычно не превышает единицы. В еще большей степени это относится к величине $|1 + \xi|^{1/2}$. Например, при степенном законе спадания скорости в вихре $V \sim r^{-\beta}$, $\xi = -\beta$ (отметим, что при $\beta > 1$ частица опережает фоновый поток, поскольку переносит угловой момент от центра к периферии: $1 + \xi < 0$, V - v < 0). Поэтому, согласно (21), радиальная скорость близка по порядку величины к среднему геометрическому |V - v| и V – много больше первой из этих величин, но много меньше второй.

Важная безразмерная функция $\chi(r)$ представляет собой квадрат отношения центробежной силы к силе тяжести. Соотношение (20) позволяет по измеренным значениям составляющих скорости *и*, *w* определять эту функцию и, следовательно, радиальное распределение скорости течения в вихре V(r), независимо от закона сопротивления. Нетрудно также получить соотношения

$$v \approx V \left[1 - 4\pi^2 (1 + \xi) \left(\frac{\tau}{T} \right)^2 \right],$$

$$\tau \equiv \frac{1}{c}, \ T \propto \frac{2\pi r}{V(r)},$$
(22)

$$\frac{\left\|V-v\right\|}{u} = \tau \left(\frac{dv}{dr} + \frac{v}{r}\right) \sim 2\pi \frac{\tau}{T}.$$
(23)

Отсюда видно, что условие выполнения использованных упрощений $|V - \mathbf{v}| \ll |V|$, |u| – достаточная малость отношения времени вязкой релаксации движения частицы τ к периоду оборота вихря *T*.

3. АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ПРИ УТОЧНЕННОМ ЗАКОНЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ (8), (11) И СРАВНЕНИЕ С ЧИСЛЕННЫМИ РЕШЕНИЯМИ [1]

Из (8), (11), (18), (19) нетрудно получить:

$$c \approx \frac{g}{W} (1 + \chi(r))^{1/4}, \quad u \approx W \frac{\chi^{1/2}(r)}{(1 + \chi(r))^{1/4}},$$

$$w \approx -W \frac{1}{(1 + \chi(r))^{1/4}}.$$
(24)

Эти зависимости в безразмерном виде представлены на рис. 1. Напомним, что тангенциальная скорость v при этом близка к фоновой вихревой скорости V(r), которая предполагается заданной.

Выражения (24) упрощаются в предельных случаях больших и малых значений безразмерной функции $\chi(r)$. В частности, в [1] рассматриваются интенсивные вихри, в которых вблизи области максимальных ветров $\chi(r) \ge 1$. В этом предельном случае

$$c \approx \frac{g}{W} \chi(r)^{1/4}, \quad u \approx W \chi(r)^{1/4} = W \frac{V(r)}{(gr)^{1/2}}, \quad (25)$$
$$w \approx -W \chi(r)^{-1/4}.$$

Из (21)–(24) нетрудно убедиться, что используемое в настоящей работе предположение о малости величин |(v - V)/V|, |(v - V)/u| выполняется при условии

$$\frac{WV}{gr} = \frac{W\Omega}{g} \ll 1,$$
(26)

где Ω — угловая скорость вихря. Если, например, характерный горизонтальный масштаб вихря порядка 40 м, максимальная скорость вихревого движения 50 м/с, то должно выполняться условие $W \ll 5$ м/с.



Рис. 2. Примеры радиальных профилей скорости для вихрей Фидлера и Рэнкина (сплошная и штриховая линии соответственно).



Рис. 3. Радиальные (две верхние кривые) и вертикальные (две нижние кривые) составляющие скорости частиц при W = 2 м/с.

Зная из (12) r(t), с учетом (20), нетрудно выразить и закон вертикального движения. Радиальное распределение скорости течения в вихре V(r)может быть рассчитано по данным наблюдений за любой из составляющих скорости, например,

$$V(r) \approx \left\{ gr\left[\left(\frac{W}{w(r)} \right)^4 - 1 \right] \right\}^{1/2}.$$
 (27)

Представляет интерес сравнить эти результаты с численными решениями для поля скорости частиц, полученными в [1] без использования ряда принятых в настоящей работе упрощений.

В [1] рассчитаны примеры движения различных категорий частиц для двух моделей идеализированных вихрей. Одна из них — вихрь Рэнкина (Rankine vortex):

$$V(r) = \begin{cases} V_* r/R, & r \le R; \\ V_* R/r, & r \ge R. \end{cases}$$
(28)

Другая модель – вихрь Фидлера (Fiedler vortex):

$$V(r) = \frac{2V * Rr}{R^2 + r^2}.$$
 (29)

Здесь R – радиус максимальной скорости, V_* – ее значение. На рис. 2 представлены радиальные профили скорости V(r) для численных примеров, наиболее подробно проанализированных в [1].

В расчетах [1] рассматривается движение в таких вихрях нескольких разных категорий частиц ("объектов"). Сюда относятся, в частности:

1) небольшие капли дождя (диаметр порядка 0.5 мм) со скоростью оседания W = 2 м/c;

2) большие капли дождя (диаметр порядка 5 мм) или мелкий град, *W* = 10 м/с;

3) большие градины (диаметр порядка 5 см), а также листы фанеры, W = 20 м/с;

4) большие осколки, сравнимые по порядку величины с размерами кирпичей, W = 40 м/с.

В расчетах [1] предполагалось, что в начальный момент времени t = 0 рассматриваемые объекты движутся с той же горизонтальной скоростью, что и воздух в вихре, и что они оседают с установившейся скоростью падения. Время вязкой релаксации для рассмотренных категорий частиц, согласно [1], находится в интервале от 0.2 до 4.1 с. Отсюда в упомянутой работе сделан вывод, что через несколько десятков секунд движения частиц определяются действующими силами, а не начальными условиями.

На рис. 3 приведены примеры рассчитанных в рамках настоящей модели профилей радиальной и вертикальной составляющих скорости частицы, движущейся в вихрях, представленных на рис. 2 (тангенциальные составляющие скорости частицы, согласно настоящей модели, совпадают с профилями рис. 2). Как нетрудно убедиться, эти кривые очень близки к результатам соответствующих численных расчетов [1]. Видно, что уже относительно небольшие частицы (капли воды радиусом около 0.25 мм) заметно "центрифугируются". Связанное с этим увеличение модуля скорости относительно среды, как отмечалось еще в [1], приводит к возрастанию коэффициента сопротивления и существенному замедлению оседания частиц. Иными словами, разные составляющие движения частиц заметно влияют друг на друга.

В табл. 1. приведены некоторые результаты расчетов в сравнении с [1]. Как и следовало ожидать, для более массивных частиц, параметры которых выходят за рамки принятых в настоящей модели допущений, результаты, вообще говоря, могут сильно отличаться от численной модели [1], свободной от ряда упрощений. Но некоторые результаты удовлетворительно согласуются даже для весьма массивных частиц, на адекватное описание динамики которых настоящая модель,

Таблица 1. Максимальные значения трех составляющих скорости переноса различных объектов (частиц) для шести вариантов профиля ветра, соответствующих различным модельным вихрям. В скобках указаны радиусы максимумов скорости. Для сравнения приведены результаты численных расчетов [1] (помечены индексом "[1]")

Профиль ветра	<i>W</i> , м/с	<i>u</i> _{max} , м/с	<i>u</i> [1], м/с	<i>v</i> _{max} , м/с	<i>v</i> [1], м/с	<i>w</i> _{max} , м/с	<i>w</i> _[1] , м/с
Fiedler,	2	7.2 (58 м)	7.2 (60 м)	100 (100 м)	99.6 (100 м)	—0.6 (60 м)	—0.6 (70 м)
<i>R</i> = 100 м,	10	36.0 (60 м)	28.3 (90 м)	100 (100 м)	91.2 (120 м)	—2.8 (60 м)	-3.2 (80 м)
$V_* = 100 \text{ M/c}$	20	72.0 (60 м)	38.7 (130 м)	100 (100 м)	74.9 (140 м)	-5.5 (60 м)	—8.5 (120 м)
Rankine,	2	6.3 (100 м)	6.3 (100 м)	100 (100 м)	99.3 (100 м)	—0.6 (100 м)	—0.6 (100 м)
<i>R</i> =100 м,	10	31.5 (100 м)	25.8 (110 м)	100 (100 м)	86.8 (110 м)	—3.15 (100 м)	—3.7 (110 м)
$V_* = 100 \text{ M/c}$	20	63.0 (100 м)	35.2 (130 м)	100 (100 м)	68.1 (110 м)	-6.3 (100 м)	—10.0 (120 м)
Fiedler,	2	3.5 (60 м)	3.5 (50 м)	50 (100 м)	49.8 (100 м)	—1.1 (60 м)	—1.1 (60 м)
<i>R</i> = 100 м,	10	17.6 (60 м)	13.8 (90 м)	50 (100 м)	45.9 (120 м)	-5.4 (60 м)	—6.1 (80 м)
$V_* = 50 \text{ M/c}$	20	35.2 (60 м)	18.9 (120 м)	50 (100 м)	38.8 (140 м)	—10.8 (60 м)	—14.7 (100 м)
Rankine,	2	3.05 (100 м)	3.1 (100 м)	50 (100 м)	49.7 (100 м)	-1.2 (100 м)	—1.2 (100 м)
<i>R</i> =100 м,	10	15.2 (100 м)	12.4 (110 м)	50 (100 м)	44.0 (110 м)	—6.1 (100 м)	—6.8 (100 м)
$V_* = 50 \text{ M/c}$	20	30.45 (100 м)	16.9 (120 м)	50 (100 м)	35.8 (110 м)	—12.2 (100 м)	—15.9 (110 м)
Fiedler,	2	5.1 (115 м)	5.1 (120 м)	100 (200 м)	99.8 (200 м)	—0.8 (115 м)	—0.8 (130 м)
<i>R</i> =200 м,	10	25.3 (115 м)	22.1 (150 м)	100 (200 м)	95.4 (220 м)	—3.9 (115 м)	—4.3 (180 м)
$V_* = 100 \text{ m/c}$	20	50.7 (120 м)	34.0 (210 м)	100 (200 м)	84.8 (260 м)	—7.8 (120 м)	—9.9 (190 м)
	40	101.35 (120 м)	40.9 (300 м)	100 (200 м)	65.1 (320 м)	—15.6 (120 м)	—27.1 (260 м)
Rankine,	20	4.5 (200 м)	4.5 (200 м)	100 (200 м)	99.7 (200 м)	-0.9 (200 м)	—0.9 (190 м)
<i>R</i> =200 м,	10	22 (200 м)	19.9 (210 м)	100 (200 м)	92.7 (210 м)	—4.4 (200 м)	—4.7 (200 м)
<i>V</i> _* = 100 м/с	20	44.3 (200 м)	30.9 (240 м)	100 (200 м)	79.0 (220 м)	-8.85 (200 м)	—11.4 (220 м)
	40	88.5 (200 м)	36.4 (290 м)	100 (200 м)	58.8 (240 м)	—17.7 (200 м)	-30.0 (230 м)

строго говоря, не могла претендовать. Это, прежде всего, относится к расчетам тангенциального движения, которое представляется особенно важным для регистрации доплеровскими радарами и в контексте опасностей, связанных со смерчами. Например, для последних двух модельных вихрей табл. 1 отличие от [1] в расчете максимального значения тангенциальной скорости частицы находится примерно в пределах 20% даже для массивных частиц со скоростью оседания 20 м/с, т. е на порядок больше принятых в настоящей модели ограничений относительно этого параметра. Тем более удовлетворительное согласие можно нередко констатировать для частиц со скоростью оседания 10 м/с. Следует иметь в виду, что максимумы рассматриваемых радиальных профилей составляющих скорости частиц бывают весьма размытыми (особенно w(r) – кривые бывают близки к "плато"). В таких случаях кривые могут практически мало различаться, несмотря на большие формальные различия положений их максимумов.



Рис. 4. Безразмерные зависимости от времени радиальной скорости частицы (штриховая линия) и радиального перемещения (сплошная линия) при $|u_0/W = 3|$. Пунктирная линия — путь, пройденный в радиальном направлении при $|u_0/W = 10|$.

4. ОЦЕНКА ДАЛЬНОСТИ РАДИАЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ

В литературе отмечается, что выпадение переносимых торнадо тяжелых частиц/предметов бывает заметно и на некотором удалении от области интенсивных ветров [1, 16]. Частицы могут выбрасываться из вихря с достаточно большими радиальными скоростями. Такой перенос, видимо, является дополнительным фактором опасности, который полезно учитывать; кроме того натурные данные о выпадении переносимого вихрем вещества на его периферии, в принципе, могут содержать дополнительную информацию о его динамике и структуре.

Для оценки дальности такого переноса имеет смысл рассмотреть задачу о движении частицы с заданной начальной скоростью, которая в простейшем случае имеет составляющие только в радиальном и вертикальном направлениях. Вдали от области интенсивных ветров вращение может не играть принципиальной роли, поэтому в рамках грубой модели можно ограничиться двумерной задачей.

Система уравнений, учитывающая нелинейное сопротивление, в этом упрощенном случае имеет вид

$$\frac{du}{dt} = -\frac{g}{W^2} u \left(u^2 + w^2 \right)^{1/2},$$

$$\frac{dw}{dt} = -g - \frac{g}{W^2} w \left(u^2 + w^2 \right)^{1/2}.$$
(30)

Перейдем к безразмерным переменным $U, \tilde{W}, \tilde{\tau},$ нормируя составляющие скорости и время на Wи W/g соответственно. Пространственный масштаб перемещения частицы при этом составляет W^2/g . Система уравнений приобретает вид

$$\frac{dU}{d\tilde{\tau}} = -U\left(U^2 + \tilde{W}^2\right)^{1/2},$$

$$\frac{d\tilde{W}}{d\tilde{\tau}} = -1 - \tilde{W}\left(U^2 + \tilde{W}^2\right)^{1/2}.$$
(31)

Представляет интерес, прежде всего, предельный случай, когда в начальный момент радиальная скорость частицы много больше вертикальной. В этом случае, в первых уравнениях (30), (31) можно пренебречь вертикальной скоростью, так что

$$dU/dt \approx -U^2. \tag{32}$$

Для радиальной скорости и пройденного частицей горизонтального расстояния легко получить приближенное аналитическое решение:

$$u \approx \frac{u_0}{1 + (u_0 g/W^2)t},$$

$$\Delta r \approx \frac{W^2}{g} \ln \left[1 + (u_0 g/W^2)t \right].$$
(33)

Может показаться странным, что пройденный путь слабо (лишь логарифмически) зависит от начальной скорости. Это объясняется тем, что с ростом начальной скорости возрастает и сопротивление, так что скорость быстро убывает со временем, и на временах, превышающих W^2/gu_0 , из (33) следует не зависящее от u_0 выражение $u \approx W^2/gt$. Поэтому на стадии быстрого торможения (пока радиальная скорость остается много больше вертикальной) пройденный путь не успевает превысить по порядку величины масштаба W^2/g . Затем сопротивление даже относительно усиливается по сравнению с (32), поскольку в правой части первого уравнения (31) становится заметным и вклад вертикальной скорости в коэффициент сопротивления. После переходного периода, когда обе составляющие скорости вносят в сопротивление заметный вклад, оседание выходит на стационарный режим с $|\tilde{W}| \approx 1$, и решение для радиальной скорости имеет вил

$$u \approx W \frac{2U_0}{E(\tilde{\tau}) - U_0^2 / E(\tilde{\tau})},$$
$$E(\tilde{\tau}) \equiv \left[1 + \left(1 + U_0^2\right)^{1/2}\right] \exp(\tilde{\tau}).$$

На этой стадии скорость убывает со временем даже быстрее, чем в (33) — экспоненциально. Таким образом, остается в силе вывод, что пройденный в радиальном направлении путь не может превышать по порядку величины масштаб W^2/g (даже если радиальное удаление частицы происходит на достаточной высоте и не будет быстро прервано выпадением на подстилающую поверхность).

На рис. 4 приведены примеры результатов численного решения системы (31). Видно, что радиальное удаление частиц действительно финитно (даже без учета их выпадения) и слабо зависит от начальной радиальной скорости. Даже при ее десятикратном превышении над скоростью стационарного оседания частицы, радиальный перенос лишь примерно в три раза превышает масштаб W^2/g . Например, для больши́х обломков со скоростью оседания W = 30 м/с при $u_0 = 90$ м/с их радиальный перенос, согласно рис. 4, может достигать около $2W^2/g \approx 200$ м.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренная упрошенная аналитическая модель хорошо согласуется с численными расчетами [1] при значениях числа Рейнольдса для частиц до порядка 10³ (капли воды размерами до порядка миллиметра). Некоторые особенности движения удовлетворительно воспроизводятся и для значительно более массивных частии. Наличие алекватной аналитической модели способствует пониманию динамики рассматриваемых процессов и позволяет существенно обобщить результаты, содержащиеся в нескольких разрозненных примерах, численно рассчитанных в [1]. Например, в упомянутой работе констатируется, что в вихрях с максимальной скоростью ветра 50 м/с тангенциальные и радиальные скорости движения частиц примерно вдвое меньше, чем в вихрях с максимальной скоростью ветра 100 м/с. В настоящей работе это непосредственно вытекает из полученных аналитических выражений (например, из (25)), справедливых не только для рассмотренных в [1] простейших модельных вихрей Рэнкина и Фидлера). Аналогичным образом, выражение (25) объясняет и обобщает те результаты [1], согласно которым радиальные скорости частиц уменьшаются с увеличением радиусов вихрей. Согласно результатам [1], для вихрей Рэнкина и Фидлера максимумы радиальной скорости частиц находятся по разные стороны от радиуса максимальных ветров, что также описывается настоящей моделью (например, рис. 3).

Модель прозрачно демонстрирует эффекты нелинейного взаимодействия разных составляющих движения частицы, поскольку коэффициент сопротивления зависит от всех составляющих движения относительно среды. Адекватное описание движения частиц может иметь значение для правильной интерпретации результатов радарного зондирования, для оценки опасностей, связанных со смерчами, и, возможно, для моделирования динамики самих смерчей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Dowell D.C., Alexander C.R., Wurman J.M., Wicker L.J. Centrifuging of hydrometeors and debris in tornadoes: Radar-reflectivity patterns and wind-measurement errors // Mon. Wea. Rev. 2005. V. 133. № 6. P. 1501–1524.
- Lewellen D.C., Gong B., Lewellen W.S. Effects of fine scale debris on near surface tornado dynamics // J. Atmos. Sci. 2008. V. 65. P. 3247–3262.
- 3. Bodine D.J., Maruyama T., Palmer R.D., Fulton C.J., Bluestein H.B., Lewellen D.C. Sensitivity of tornado dynamics to debris loading // J. Atmos. Sci. 2016. V. 73. № 7. P. 2783–2801.
- Stenz R. The impacts of hydrometeor centrifuging on tornado dynamics [Электронный ресурс]. 2017. URL: https://www.youtube.com/watch?v=44rtkbfAx0Y (дата обращения 17.11.2020).
- 5. *Baker C.J., Sterling M.* Modelling wind fields and debris flight in tornadoes // J. Wind Engineering & Industrial Aerodynamics. 2017. V. 168. P. 312–321.
- Baker C.J., Sterling M. A conceptual model for wind and debris impact loading of structures due to tornadoes // J. Wind Engineering & Industrial Aerodynamics. 2018. V. 175. P. 283–291.
- Snow J.T. On the formation of particle sheaths in columnar vortices // J. Atmos. Sci. 1984. V. 41. P. 2477– 2491.
- 8. Zhao Y. Z., Gu Z.L., Yu Y.Z., Ge Y., Li Y., Feng X. Mechanism and large eddy simulation of dust devils // Atmosphere–Ocean. 2004. V. 42. № 1. P. 61–84.
- Kangieser P.C. A physical explanation of the hollow structure of waterspout tubes // Mon. Wea. Rev. 1954. V. 82. № 6. P. 147–152.
- Островский Л.А. Динамика концентрации тяжелых и легких частиц в вихревых потоках // Изв. АН. СССР. Физика атмосферы и океана. 1990. Т. 26. № 12. С. 1307–1314.
- Плешанов А.С. К теории гидродинамической устойчивости смерчей (торнадо). М.: Информэнерго, 1993. 63 с.
- Лебедева Н.А., Осипцов А.Н. Структура зон аккумуляции инерционной примеси в течении типа торнадо // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2009. № 1. С. 83–96.
- 13. *Ингель Л.Х.* О нелинейной динамике массивных частиц в смерчах // Журн. технич. физики. 2020. Т. 90. № 6. С. 900–904.
- Bluestein H.B. Severe Convective Storms and Tornadoes. Observations and Dynamics. Heidelberg et al: Springer, 2013. 456 p.
- Bodine D.J., Kurdzo J.M. Ground-Based Radar Technologies for Tornado Observations Remote Sensing of Clouds and Precipitation Ed. C. Andronache. Springer International Publishing, 2018. 282 p.
- Marshall T.P. Tornado damage survey at Moore, Oklahoma // Wea. Forecasting. 2002. V. 17. P. 582–598.

640

ИНГЕЛЬ

On the Dynamics of Inertial Particles in Intensive Atmospheric Vortex

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

¹Research and Production Association "Typhoon", Pobedy str., 4, Obninsk, 249038 Russia ²Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevskii per., 3, Moscow, 119017 Russia *e-mail: lev.ingel@gmail.com,

The movement of inertial particles in intense vortices with a vertical axis in a gravity field is analyzed analytically. In this problem, the nonlinear nature of the hydrodynamic resistance is essential – its dependence on the modulus of the particle velocity relative to the medium. The different components of the movement interact with each other, since each of them affects the coefficient of resistance. An effective method for an approximate analytical solution of the problem has been found. A number of general laws of particle dynamics have been established. Comparison of the results with some numerical calculations available in the literature confirms the adequacy of the model for Reynolds numbers up to about 10³. In some respects, satisfactory agreement can be stated for more massive particles as well. The distance of transport of heavy particles outside the region of intense winds has been estimated. An adequate description of the motion of particles can be important for the correct interpretation of the results of radar sounding of tornadoes, for assessing the associated hazards, and, possibly, for modeling the dynamics of the tornadoes themselves.

Keywords: intense atmospheric vortices, massive particles, hydrometeors, transport, centrifuging, nonlinear resistance, analytical model, tornadoes

УДК 551.524.77 551.510.42 551.501.796

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ИНВЕРСИИ В МОСКВЕ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА СОСТАВ ПРИЗЕМНОГО ВОЗДУХА

© 2021 г. М. А. Локощенко^{а, *}, А. Ю. Богданович^а, Н. Ф. Еланский^b, Е. А. Лезина^c

^аГеографический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991 Россия ^bИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия ^cГПБУ "Мосэкомониторинг", Новый Арбат, 11, стр. 1, Москва, 119019 Россия

> *e-mail: loko@geogr.msu.su Поступила в редакцию 05.04.2021 г. После доработки 25.05.2021 г. Принята к публикации 09.06.2021 г.

По данным акустического локатора "ЭХО-1" подробно исследована стратификация нижнего 800-метрового слоя возлуха нал Москвой, включая функции распрелелений высот и прололжительности инверсий. Распределение высоты основания приподнятых инверсий, в отличие от мощности приземных инверсий, бимодальное, что отражает многообразие их происхождения. Утренние приподнятые инверсии (остатки ночных приземных) в среднем существуют ~3 ч, в отдельных случаях – более 6 ч; высота их основания обычно не превышает 350 м. Сверхдолгие приподнятые инверсии оседания чаще всего наблюдаются в Москве с ноября по февраль и могут непрерывно прослеживаться на содарной записи вплоть до 120 ч. Исследовано влияние задерживающих слоев инверсий на приземное содержание малых атмосферных газов в Москве по данным 2002-2016 гг. С моментом окончательного разрушения утренней приподнятой инверсии связано резкое ускорение роста содержания O_3 , а также начало уменьшения NO_2 в приземном слое. Оба эффекта отражают усиление вертикального турбулентного обмена. Скачкообразное увеличение скорости роста содержания озона после исчезновения инверсии не связано с фотохимическими источниками его образования и, очевидно, отражает влияние динамических процессов (усиление притока к поверхности О₃ из вышележащих слоев). Напротив, в условиях долгоживущих приподнятых инверсий оседания осенью и зимой не выявлено достоверных изменений в приземном содержании пяти примесей: O₃, NO, NO₂, CO и SO₂.

Ключевые слова: стратификация, содар, приподнятые инверсии, малые атмосферные газы, приземное содержание

DOI: 10.31857/S0002351521060080

1. ВВЕДЕНИЕ

Температурная стратификация, помимо того, что сама по себе является важной характеристикой атмосферного пограничного слоя, влияет также и на многие физические процессы: возникновение гроз, шквалов и прочих опасных явлений, рассеивание атмосферных примесей, включая малые газы, дальность распространения звуковых и электромагнитных волн и пр. В связи с быстрыми изменениями климата оценки повторяемости инверсий и других видов стратификации, полученные по данным разных методов в прошлом, требуют уточнения.

Акустическое зондирование атмосферы, помимо измерений профилей ветра доплеровскими содарами, служит также важным источником данных о турбулентной структуре и температурной стратификации нижней атмосферы. Высотно-временная развертка эхо-сигнала — так наз. "содарная запись" простейших недоплеровских содаров – позволяет надежно определять вид стратификации с точностью до знака вертикального градиента как обычной, так и потенциальной температуры [1-3]. На содарной записи в структуре мелкомасштабной турбулентности отчетливо проявляются как слои инверсий, так и прохождение отдельных конвективных термиков. Достоинствами содарных данных о стратификации являются их исключительная подробность и высокое разрешение как по высоте, так и во времени. Вследствие трудоемкости визуального анализа многолетние содарные ланные о стратификации исследованы лишь для нескольких мест – в частности, для Москвы [4]. Тем не менее, оперативные содарные данные о стратификации важны для задач экологического мониторинга. Отдельные примеры связей стратификации, прежде всего наличия инверсий, с эпизодами сильного загрязнения воздуха приведены в [5-7], однако обобщений и проверки статистической достоверности этих связей по большим выборкам данных до сих пор мало. Так, в [7] на примере отдельных дней показан рост содержания озона и уменьшение окиси углерода у поверхности по мере разрушения утренней инверсии. В [8] показана тесная связь приземного содержания двуокиси серы и сажевых частиц с мощностью приземной инверсии по содарным данным: накопление обеих примесей по мере роста инверсии вплоть до высоты самого высокого источника выбросов. В [9], помимо оценок повторяемости и высот инверсий в Москве, отмечено, что уменьшение приземного содержания SO₂ летом может быть следствием более высоких в это время приподнятых инверсий. Заметим, однако, что в городском отоплении Москвы зимой в 1960-х гг. активно использовались уголь и мазут, так что уменьшение содержания SO₂ летом могло быть связано с уменьшением ее выбросов. В [10] приведены примеры связей накопления окиси углерода у земли со стратификацией по содарным данным.

Анализ влияния стратификации и ветрового режима на состав приземного воздуха с использованием содарных данных в Метеорологической обсерватории (МО) МГУ приведен в [11–14]. В [11] получен предварительный вывод о резком ускорении роста содержания озона после разрушения утренней инверсии. В [12] показано, что приподнятые инверсии дополнительно усиливают утренний максимум окиси азота, а в [13] приведены эмпирические функции зависимостей приземного содержания различных малых газов от скорости ветра. Задачами настоящей работы стали уточнение ранее полученных выводов применительно к влиянию утренних приподнятых инверсий [11, 12] и отдельный анализ влияния долгоживущих приподнятых инверсий, проведенный впервые. Попутной задачей явилось также уточнение оценок повторяемости и высот границ самих инверсий.

2. ИСТОЧНИКИ ДАННЫХ

МО МГУ находится на ближней периферии города, в 7 км к юго-западу от центра столицы. Здесь, начиная с 1988 г., осуществляется акустическое зондирование атмосферы. Здесь оно, в научном содружестве с ИФА АН СССР, впервые в России и в бывшем СССР, было начато в непрерывном режиме. Ныне оно проводится с использованием двух акустических локаторов: с 1988 г. – вертикального однокомпонентного содара "ЭХО-1" производства ГДР. а с 2004 г. – также доплеровского трехкомпонентного содара "MODOS" производства МЕТЕК, Германия. Высотные диапазоны содаров "ЭХО-1" и "MODOS" составляют соответственно 25-800 и 40-500 м; пространственное разрешение – 12.5 и 20 м. С 2004 по 2009 гг. и с 2014 г. по настоящее время зондирование в МО МГУ осуществляется одновременно обоими содарами. С помощью содара "MODOS" в среднем за каждые 10 мин измеряются профили скорости и направления ветра [15], а содар "ЭХО-1" дает подробные сведения о температурной стратификации, включая наличие слоев инверсий [1, 3, 4].

С 2002 по 2014 гг. в МО МГУ работала совместная экологическая станция ИФА РАН и Географического факультета МГУ, на которой в автоматическом режиме круглосуточно осуществлялись ежеминутные измерения приземного содержания СО₂, а также малых атмосферных газов: озона, окислов азота, окиси углерода, двуокиси серы и др. [13]. Газозаборники были установлены на высоте 4 м. Все приборы станции регулярно калибровались с использованием эталонных смесей по международным стандартам сети ГСА ВМО. Помимо этой станции, в обсерватории с 2003 г. работает один из постов сети "Мосэкомониторинг", где также в автоматическом режиме измеряется приземное содержание O_3 и NO₂ в среднем за каждые 20 мин. Начиная с июля 2014 г., состав воздуха измеряется в МО МГУ только на этом посту.

Измерения интегральной ультрафиолетовой радиации в МО МГУ с длинами волн $\lambda = 320-400$ нм автоматизированы и производятся ежеминутно с помощью серийного пиранометра UVA-1 (Yankee E.S.LTD) [16].

Использованы также данные радиозондирования, полученные на ближайшей к Москве аэрологической станции ЦАО в г. Долгопрудном. Погрешность измерений температуры воздуха T датчиками ММТ не превышает $\pm 0.5^{\circ}$ С; постоянная времени α составляет от 5 до 7 с.

3. ДАННЫЕ СОДАРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СТРАТИФИКАЦИИ НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЫ В МОСКВЕ

Многолетние оценки повторяемости разных видов стратификации по данным содара "ЭХО-1" приведены в [4]. В дополнение к ним, данные этого содара проанализированы авторами отдельно за лето 2016 г.; выборка их составила 2040 ч за 87 дней зондирования, т.е. 92% всего календарного времени трех месяцев. В соответствии с традиционной кодировкой, по виду содарной записи в среднем за каждый час определялся один из восьми видов стратификации: приземная инверсия (при $\gamma = -\partial T/\partial z < 0$), слабоустойчивая, безразличная или неустойчивая стратификация в нижнем слое воздуха, а также наличие либо отсутствие поверх этого слоя приподнятой инверсии. Помимо этого, кодируются высоты границ турбулентных структур, связанных с инверсиями и конвективными термиками. В среднем за три месяца, при отсутствии приподнятых инверсий на высотах вплоть до 800 м, повторяемость приземных ин-



Рис. 1. Суточный ход повторяемостей типов стратификации нижнего 800-метрового слоя воздуха в Москве по данным содара "ЭХО-1" в МО МГУ летом 2016 г. (%).

версий составила 20%, слабоустойчивой или безразличной стратификации — 36%, неустойчивой стратификации — 28%. При наличии приподнятых инверсий повторяемости этих видов составили соответственно 1, 12 и 3%. Таким образом, общая повторяемость приземных инверсий достигла 21%, переходной стратификации в диапазоне от изотермии до адиабатического градиента ($0 \le \le \gamma \le \gamma_a$, где $\gamma_a = 0.98$ °C/100 м) — 48%, неустойчивой стратификации — 31%, приподнятых инверсий — 16%.

На рис. 1 приведен суточный ход повторяемостей разных видов стратификации по содарным данным в Москве летом 2016 г. Как видно, он вполне обычен для теплого сезона: резко выраженный максимум повторяемости неустойчивой стратификации в светлое время суток, достигающий 80% в полдень, по мере остывания поверхности, сменяется сперва вечерним максимумом переходной безразличной и слабоустойчивой стратификации, а затем – преобладанием приземных инверсий в течение всей ночи. Заметим, что, в отличие от многолетних содарных данных, повторяемость ночных приземных инверсий летом 2016 г. была не столь высокой – лишь ~60% (в среднем за период 1988-2003 гг. - более 80% в эти часы [4]). Более редкая их регистрация могла быть связана как с погодными особенностями 2016 г., так и с многолетними изменениями температурной стратификации. Как и в другие годы, в утренние часы отмечен максимум повторяемости приподнятых инверсий (остатков ночных приземных), достигающий также 60% к 8 ч.

Говоря о приподнятых инверсиях, отметим относительность оценок их повторяемости, которая зависит от высотного диапазона измерений и пространственного разрешения того или иного метода. Чем выше то и другое, тем эта повторяемость больше. Очевидно, что в слое воздуха выше тропопаузы приподнятые инверсии существуют всегда и повторяемость их равна 100% — во всяком случае, в тропиках. Видимо, первая оценка частоты наблюдения инверсий для европейской части России приведена по результатам ежедневных подъемов змеев с 1904 по 1911 гг. в Павловске в слое до 2 км и с разрешением 100 м [17]. По этим данным средняя за год повторяемость любых инверсий (и приземных, и приподнятых) составила 28%. Приподнятые инверсии проявились даже в среднемесячных профилях Т в слое от 100 до 600 м с декабря по февраль.

По данным измерений на 300-метровой высотной мачте в Обнинске с разрешением 25 м повторяемость приподнятых инверсий в среднем за 2 года составила 14-15% [18], а в среднем за 7 лет -12% как для летних месяцев, так и в целом за год [19]. В [19], помимо прочего, отдельно приведены данные о повторяемости утренних приподнятых (остатков приземных) инверсий: 10% летом и 7% в целом за год. По данным акустического зондирования в МГУ повторяемость приподнятых инверсий в нижнем 800-метровом слое с разрешением 12.5 м в среднем за год составила 18% как в 1988-1992 [20], так и в 1988-2003 гг. [4]. Согласно многолетним данным радиозондирования на ближайшей аэрологической станции Долгопрудный (2 км к северу от Москвы), повторяемость приподнятых инверсий в слое 2 км с разрешением 100 м составила 45% [21]. По данным самолетного зондирования во Внуково (в 12 км к юго-за-

644

приземные инверсии. сеть или пет						
Радиозонд	Содар	Всего случаев:	Всего случаев, %:			
Есть	Есть	43	26.8			
Нет	Нет	96	60.0			
Есть	Нет	10	6.3			
Нет	Есть	11	6.9			
		160	100			

Таблица 1. Результаты сравнений данных радиозондирования и акустического зондирования о стратификации в Москве летом 2016 г.

Приземны не инверсии: есть или нет

паду от МКАД — традиционной границы Москвы) повторяемость приподнятых инверсий в слое до 4 км в среднем за 5 лет составила 82% [9]. Ныне в оперативных наблюдениях стратификации широко используются радиометры МТП-5, однако для Москвы многолетних оценок повторяемости приподнятых инверсий по этим данным пока нет [22].

Проверка надежности содарных данных о стратификации, в дополнение к известным ранее [3], проведена путем их сравнения с данными радиозондов в Долгопрудном. Полная выборка сравнений со всеми ночными и дневными зондами, выпускаемыми в 02:30 и в 14:30 по московскому времени, составила 160 при одновременной работе содара "ЭХО-1". Результаты сравнений представлены в табл. 1. Как видим, доля совпадений в определении знака у составила 87%. Несмотря на то, что аэрологическая станция и МГУ разнесены на 24 км, оценки разошлись лишь в 13% случаев, причем систематического смещения расхождений в ту или иную сторону нет. Полученный результат служит дополнительным подтверждением надежности определения стратификации по виду турбулентных структур эхо-сигнала на содарной записи.

Рассмотрим также эмпирические функции распределения высот границ инверсий по содарным данным в отдельные часы. Заметим, что мощность (высота верхней границы) приземных инверсий в начале ночи быстро растет, так что в среднем за час значения <100 м обычно не отмечаются на содарной записи. Как видим, распределение этого показателя летом на рис. 2а отличается заметной положительной асимметрией (коэффициент асимметрии равен 0.8) и качественно близко к логарифмически нормальному закону, что подтверждается более ранними данными для весенних и летних месяцев [23]. Очевидная причина этой асимметрии - сравнительно небольшие летом как среднее значение, так и медиана мощности (263 и 240 м соответственно) и их близость к нижнему физическому пределу. В отличие от

приземных инверсий, распределение высоты основания (нижней границы) приподнятых инверсий на рис. 26 бимодальное. Отдельный учет в общей выборке только инерционных "утренних" приподнятых инверсий, то есть остатков ночных приземных после их отрыва утром от поверхности (их частота показана вложенными черными столбцами) убеждает в том, что инверсии этого вида обычно низкие. Самая малая из градаций от 50 до 100 м представлена только ими: в следующей, от 100 до 150 м, они преобладают (25 из 34 ч). Напротив, среди самых высоких приподнятых инверсий (с основанием выше 450 м) утренних инверсий почти нет. Очевидно, что именно утренние инверсии создают главную нижнюю моду в общем распределении, тогда как вторичная мода на высотах 300-350 м представлена приподнятыми инверсиями в основном иного происхождения (оседания, надоблачными и пр.). Таким образом, более сложный вид распределения приподнятых инверсий по сравнению с приземными отражает многообразие их происхождения.

Утренние инверсии типичны для теплого и переходного времени года и хорошо различимы на содарной записи в виде поднимающихся и постепенно разрушающихся слоев эхо-сигнала. Пример утренней инверсии - бывшей ночной приземной, которая началась подниматься в 06:05 и окончательно разрушилась в 09:20, приведен на рис. 3. Летом 2016 г. они отмечены в 51 из 92 дней, причем только 5 раз существовали менее 50 мин. Их доля в общей выборке часов с любыми приподнятыми инверсиями составила почти половину (153 из 329 ч); ранее по содарным данным была получена близкая оценка этой доли весной и летом: 40% [20]. В среднем время жизни утренней инверсии составило летом 2016 г. 3 ч; самая долгая из них сушествовала 6 ч 20 мин в конце ночи и утром 25 июня.

4. ВЛИЯНИЕ УТРЕННИХ ПРИПОДНЯТЫХ ИНВЕРСИЙ НА СОСТАВ ВОЗДУХА

Для анализа влияния утренних инверсий на состав приземного воздуха по содарным данным было определено (с точностью до нескольких минут) время окончательного разрушения их турбулентной структуры для 46 случаев таких инверсий, существовавших дольше 50 мин. Рассмотрены шестичасовые промежутки времени в окрестности этого момента; на условной оси времени на рис. 4 нулевое значение соответствует моменту исчезновения утренней инверсии на содарной записи, который в отдельные дни летом 2016 г. менялся в широких пределах: с 07:11 до 11:47. Концентрациями обеих примесей в этот момент считались значения, полученные на посту сети Мосэкомониторинг в ближайший срок измерений (не ранее и не позднее 10 мин). Помимо них, на рисунке приве-



Рис. 2. Распределения высот границ инверсий в Москве по данным содара "ЭХО-1" в МО МГУ летом 2016 г.

дены также средние значения еще для 18 сроков с шагом 20 мин — за последние три часа до разрушения инверсии и за первые три часа после этого. Один из примеров динамики O₃ и NO₂ показан на рис. 3 в реальном времени.

Как видно и в этом примере, и в среднем по выборке всех 46 случаев, пока инверсия существует, уровень двуокиси азота у земли остается в среднем стабильно высоким. Как известно, в течение всей ночи NO взаимодействует с озоном с образованием NO₂:

$$NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2. \tag{1}$$

В отсутствие солнечной радиации не происходит диссоциации NO₂. Поэтому ее содержание ночью

является повышенным, несмотря на частичный переход в трехокись азота NO_3 и затем в N_2O_5 . На содержание озона ночью кроме химического стока влияет также сухое осаждение на поверхности, в результате чего в предутренние часы оно является пониженным. С восходом Солнца сначала под действием видимого излучения происходит быстрая диссоциация N_2O_5 с образованием NO_2 (отсюда небольшой максимум NO_2 в ранние утренние часы). Однако сразу после исчезновения задерживающего слоя инверсии приземное содержание NO_2 начинает быстро уменьшаться, и лишь на исходе третьего часа это уменьшение замедляется. Напротив, рост содержания O_3 , начавшийся еще до разрушения инверсии вследствие развития кон-



Рис. 3. Пример разрушения утренней инверсии по данным содара "ЭХО-1" и динамики приземного содержания O₃ и NO₂ в МО МГУ 22 июля 2016 г. *Стрелками показаны моменты начала подъема и разрушения инверсии.*

векции и вертикального перемешивания в приземном подынверсионном слое, сразу после ее разрушения резко ускоряется, т.е. возрастает первая производная. Особая точка в функции содержания озона, знаменующая ускорение его роста, приходится как раз на нулевое значение: вплоть до разрушения инверсии средняя скорость увеличения концентрации этого газа составляла +0.14 мкг/(м³ мин), а в первый час после разрушения резко возросла до значений +0.24 мкг/(м³ мин).

Рост содержания озона в утренние часы может быть следствием как динамического фактора (его притока к поверхности из вышележащих слоев вследствие усиления вертикального турбулентного обмена после исчезновения задерживающего слоя инверсии), так и фотохимического образования этого газа в результате диссоциации молекул NO₂. Данная реакция происходит под воздействием коротковолновой солнечной радиации с длиной волны $\lambda \le 410$ нм [24—26]. Для выявления причины обнаруженного эффекта (резкого ускорения роста содержания озона при разрушении инверсии) были привлечены данные ежеминутных измерений ультрафиолетовой радиации в МО МГУ для всех рассмотренных 46 шестичасовых промежутков времени. Как видно на рис. 4в, количество приходящей к поверхности ультрафиолетовой радиации (УФР) в утренние часы устойчиво возрастает в среднем от 4 Вт/м² за 3 ч до разрушения инверсии и вплоть до ~20-25 BT/м² после ее разрушения; ближе к концу рассмотренного промежутка времени рост УФР замедляется, но усиливается разброс между отдельными минутными значениями вследствие начала развития



Рис. 4. Изменения приземного содержания O_3 и NO₂, а также УФР до и после разрушения утренней инерционной инверсии по содарным данным. Москва, МО МГУ, лето 2016 г.



кучевых облаков. Однако увеличение ультрафиолетовой радиации происходит плавно и постепенно и не показывает никаких резких изменений, которые могли бы объяснить скачкообразный рост содержания приземного озона. Это подтверждает ведущую роль динамического фактора (притока озона к поверхности) в изменениях приземного содержания этой примеси при разрушении инверсии. Заметим, что, по данным [27], вклад нисходящего притока озона в светлое время суток в изменчивости его приземного содержания достигает от 50 до 70%, тогда как доля фотохимических реакций образования O_3 и влияния адвекции составляет остальные 30–50%.

Качественно сходная динамика приземного озона и его первой производной при разрушении утренних инверсий была отмечена авторами ранее в [11] в среднем по выборке из 27 случаев.

5. ВЛИЯНИЕ ДОЛГОЖИВУЩИХ ПРИПОДНЯТЫХ ИНВЕРСИЙ НА СОСТАВ ВОЗДУХА

Рассмотрим также влияние продолжительных приподнятых инверсий на приземное содержание малых газов. По данным содара "ЭХО-1" в Москве за 10 лет, с июня 1999 по март 2009 гг. и с марта по июль 2014 г., было отмечено 329 случаев приподнятых инверсий, непрерывно наблюдавшихся на содарной записи не менее пяти часов. Заметим, что чаще всего столь долгие инверсии существуют в холодное время года: с октября по февраль их было отмечено 229, т.е. 70%. Чаще всего они отмечались поздней осенью и зимой (в ноябре, декабре и январе – соответственно 49, 59 и 58 случаев). Таким образом, на эти три месяца пришлась половина всех долгих приподнятых инверсий. Распределение их времени жизни отличается резко выраженной асимметрией: почти три четверти всех инверсий продолжительностью ≥5 ч (243 из 329) существовали не дольше 15 ч. Заметим, что существовать пять часов подряд могут приподнятые инверсии разного происхождения, включая и надоблачные, и утренние инерционные, если они разрушаются медленно. Очевидно также, что для устойчивого накопления загрязняющих примесей в приземном слое воздуха пяти часов недостаточно.

Для более надежного выявления влияния приподнятых инверсий на состав воздуха у земли были отдельно отобраны и исследованы лишь случаи наиболее долгоживущих приподнятых инверсий оседания, отмечавшихся на содарной записи 20 и более часов. Такие сверхдолгие приподнятые инверсии, существующие столь длительное время, как правило, являются инверсиями оседания на периферии обширных малоподвижных антициклонов или отрогов. На содарной записи турбулентная структура таких инверсий легко различима, поскольку их происхождение не связано с приземным слоем воздуха: они проявляются вблизи верхней границы диапазона и постепенно опускаются на все меньшие высоты. Кажется очевидным, что существование подобных инверсий в продолжение нескольких десятков часов должно приводить к накоплению в приземном слое воздуха малых газов — во всяком случае, окиси углерода и окислов азота, связанных с выхлопами автомобильных двигателей и выбросами труб промышленных предприятий в подынверсионном слое. Однако систематических исследований подобного влияния в литературе крайне мало.

За все время одновременной работы экологической станции ИФА РАН и МГУ и содара "ЭХО-1", с февраля 2002 по март 2009 гг. и с марта по июль 2014 г. приподнятых инверсий, непрерывно существовавших не менее 20 ч, оказалось 40, причем львиная их доля (35) наблюдалась с ноября по февраль. Рекордно долгой оказалась приподнятая инверсия, непрерывно отмечавшаяся на содарной записи в нижнем 800-метровом слое воздуха 120 ч с 28/XI по 03/XII 2003 г. Для исследования общих закономерностей влияния долгоживущих инверсий на приземное содержание малых атмосферных газов продолжительность каждой из них (от 20 до 120 ч) была разделена на шесть равных промежутков времени между моментами их образования (или появления на содарной записи при их опускании ниже "потолка зондирования" из вышележащих слоев) и окончательного разрушения. Для всех семи моментов, включая образование и разрушение, были рассчитаны средние значения приземного содержания пяти малых газов: О₃, NO, NO_2 , CO и SO₂ по данным экологической станции. Для первых четырех газов данные имеются для 36 из 40 случаев сверхдолгих инверсий. Измерения SO₂ начались позже (в 2004 г.), поэтому число эпизодов с ними меньше: лишь 29.

Как видим, вопреки ожиданиям, наличие приподнятой инверсии даже в течение нескольких дней в среднем по всей выборке не приводит к направленным и однозначным изменениям в уровнях O₃ и NO₂ вблизи поверхности. В продолжение первой половины условного времени существования инверсии, действительно, наблюдается тенденция к закономерному росту содержания NO_2 и уменьшению О₃ (рис. 5а) вследствие ослабления вертикального турбулентного обмена, что препятствует рассеиванию продуктов горения и притоку к поверхности озона из вышележащих слоев над инверсией. Однако, с учетом доверительных интервалов, эти изменения для обеих примесей незначимы с доверительной вероятностью 0.95. Во второй же половине времени жизни инверсий отмеченные тенденции и вовсе сходят на нет, так что к моменту их разрушения приземное содер-



Рис. 5. Изменения приземного содержания малых газов и скорости ветра в слое 40–200 м в условиях долгоживущих приподнятых инверсий. Москва, МГУ, 2002–2014 гг.

Доверительные интервалы рассчитаны с уровнем значимости 5%.

жание и NO_2 , и O_3 оказывается почти таким же, как и при их образовании. Что касается первичных продуктов сгорания топлива (NO и CO), то в середине периода жизни инверсии, действительно, прослеживается тенденция к их последовательному накоплению в приземном слое (рис. 56). Однако с учетом доверительных интервалов эти изменения незначимы; к тому же, на последнем интервале жизни инверсий отмечено уменьшение содержания обеих примесей. Динамика SO₂ вообще не показывает направленных изменений.

Таким образом, само по себе существование задерживающего слоя приподнятой инверсии, взятое в отрыве от других факторов, не приводит ни к устойчивой убыли озона вследствие его поглощения поверхностью, ни к достоверному накоплению остальных малых газов. Очевидной причиной этого служит действие других факторов — скорости ветра, растворения в выпадающих осадках и пр., а также ослабление влияния самой инверсии при ее нахождении на слишком больших высотах (в верхней части диапазона зондирования) или при слишком малой ее мощности.

Привлечение данных о средней скорости ветра V за время существования инверсии на рис. 5 наглядно подтверждает это предположение. В 19 из 40 случаев значения V получены непосредственно по данным содара "MODOS" в слое воздуха от 40 до 200 м. В остальных 21 случаях использованы данные станционного анеморумбометра M-63, установленного на высоте 15 м, приведенные к слою 40-200 м с учетом среднего отношения V в этом слое и на 15 м (2.7). Как видим, в среднем по выборке долгоживущих инверсий V заметно возросла во второй половине их жизни: с 4.0 м/с в середине времени существования инверсии до 5.2 м/с в момент ее исчезновения на записи. Рост скорости ветра приводит к усилению связанного с ним вертикального перемешивания, а также к переносу в городскую атмосферу более чистого воздуха из окрестностей Москвы, где фоновое содержание озона выше, а остальных примесей ниже. Следствием того и другого, видимо, явились рост содержания О₃ и уменьшение приземного содержания CO, NO, NO₂ и SO₂. Разумеется, усиление ветра в последние часы существования инверсий не является закономерным правилом и отражает лишь случайный характер данной выборки.

6. ВЫВОДЫ

1. Содарные данные о стратификации нижней атмосферы на основе регистрации эхо-сигнала вполне надежны: связь характерных турбулентных структур эхо-сигнала с приземными инверсиями подтверждается данными радиозондирования почти в 90% случаев.

2. Инерционные приподнятые инверсии (остатки ночных приземных инверсий в утренние часы) отмечаются летом по содарным данным приблизительно в половине всех дней и существуют в среднем 3 ч (в отдельных случаях – 6 ч и более).

3. Многообразие видов приподнятых инверсий проявляется в бимодальном распределении высо-

ты их основания, причем главную (нижнюю) моду от 150 до 200 м создают в основном сравнительно низкие инерционные инверсии.

4. С моментом окончательного разрушения утренней приподнятой инверсии связано ускорение роста содержания O_3 и скачкообразное уменьшение уровней NO_2 .

5. Сверхдолгие приподнятые инверсии обычно наблюдаются в Москве с ноября по февраль и могут отмечаться в нижнем 800-метровом слое воздуха до пяти дней подряд.

6. В условиях долгоживущих приподнятых инверсий оседания, существующих обычно осенью и зимой на больших высотах, не выявлено достоверных изменений в приземном содержании малых газов.

Авторы сердечно благодарят А.В. Кочина, В.Л. Фоменко из Центральной Аэрологической Обсерватории и Е.И. Незваль за любезно предоставленные данные радиозондирования и ультрафиолетовой радиации, а также сотрудников МО МГУ, ГПБУ "Мосэкомониторинг" и ИФА РАН за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Красненко Н.П. Акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя. Томск: ИОМ СО РАН, 2001. 280 с.
- Brown E.H., Hall F.F. Advances in atmospheric acoustics // Reviews of Geophysics and Space Physics. 1978. V. 16. № 1. P. 47–110.
- 3. Локощенко М.А. Применение вертикальных содаров в метеорологии (обзор) // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 7. С. 970–992.
- 4. Локощенко М.А. Температурная стратификация нижней атмосферы в Москве // Метеорология и гидрология. 2007. № 1. С. 53–64.
- 5. Безуглая Э.Ю. Метеорологический потенциал и климатические особенности загрязнения воздуха городов. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 184 с.
- 6. *Красненко Н.П., Фурсов М.Г.* Дистанционный акустический мониторинг полей метеоэлементов в пограничном слое атмосферы // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 6. С. 652–654.
- Russell P.B., Uthe E.E. Acoustic and direct measurements of atmospheric mixing at three sites during an air pollution incident // Atmospheric Environment. 1978. V. 12. P. 1061–1074.
- Prater B.E., Colls J.J. Correlations between acoustic sounder dispersion estimates, meteorological parameters and pollution concentrations // Atmos. Environ. 1981. V. 15. № 5. P. 793–798.
- Безуглая Э.Ю. Инверсии нижней тропосферы и их влияние на загрязнение воздуха г. Москвы // Труды ГГО, вып. 207. Л.: Гидрометеоиздат, 1968. С. 202–206.
- Singal S.P., Gera B.S., Pahwa D.R. Application of sodar to air pollution meteorology // Int. J. Remote Sensing. 1994. V. 15. № 2. P. 427–441.

- Lokoshchenko M.A., Elansky N.Ph., Semenova N.V. Influence of thermal stratification on morning growth of surface ozone // Proceedings of the 12th ISARS. Cambridge, United Kingdom, 2004, Addendum. P. 27–30.
- 12. Локощенко М.А., Семенова Н.В., Исаев А.А., Сарана Н.Н., Беликов И.Б., Еланский Н.Ф., Скороход А.И. Применение акустического зондирования для исследования приподнятых инверсий и их влияния на загрязнение нижней атмосферы // Труды XV сессии РАО. М.: ГЕОС, 2004. Т. 2. С. 117–121.
- Еланский Н.Ф., Локощенко М.А., Трифанова А.В., Беликов И.Б., Скороход А.И. О содержании малых газовых примесей в приземном слое атмосферы над Москвой // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 1. С. 39–51.
- 14. Локощенко М.А., Богданович А.Ю., Еланский Н.Ф. Влияние температурной стратификации на состав приземного воздуха по данным акустического зондирования атмосферы // Труды XXXII сессии РАО. М., 2019. С. 065–069.
- 15. Локощенко М.А. О ветровом режиме нижней атмосферы над Москвой по данным многолетнего акустического зондирования // Метеорология и гидрология. 2014. № 4. С. 19–31.
- 16. Абакумова Г.М., Горбаренко Е.В., Незваль Е.И., Шиловцева О.А. Климатические ресурсы солнечной энергии Московского региона. М.: Книжный дом "ЛИБРОКОМ", 2012. 312 с.
- Рыкачев М.М. Некоторые результаты исследований разных слоев атмосферы, произведенных помощью змеев с 1904 по 1911 год. Пд.: Геофизический сборник. 1914. Т. 1. Вып. 1. С. 75–113.
- Машкова Г.Б. Характеристика приподнятых инверсий в нижних 300 м атмосферы. М.: Труды ИЭМ, 1974. Вып. 6(44). С. 80–88.
- Типовые характеристики нижнего 300-метрового слоя атмосферы по измерениям на высотной мачте / Под ред. Бызовой Н.Л. М.: Гидрометеоиздат, 1982. 68 с.
- Локощенко М.А. Акустическое зондирование приподнятых инверсий // Метеорология и гидрология. 1994. № 7. С. 24–38.
- Климатические характеристики условий распространения примесей в атмосфере. Справочное пособие / Под ред. Безуглой Э.Ю., Берлянда М.Е. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 236 с.
- Характеристики температуры в нижнем 600-метровом слое атмосферы по данным профилемеров МТП-5. Справочное пособие. М., Росгидромет, 2012, 61 с.
- 23. Локощенко М.А. Исследование приземных инверсий методом акустического зондирования // Метеорология и гидрология. 1994. № 6. С. 54–65.
- 24. *Бримблкумб П*. Состав и химия атмосферы. М.: Издательство Мир, 1988. 352 с.
- 25. Данилов А.Д., Кароль И.Л. Атмосферный озон, сенсация и реальность. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 119 с.
- 26. *Graedel T.E., Crutzen P.J.* Atmospheric change: an Earth system perspective. New York, USA: W.H. Freeman and Company, 1993.
- Neu U., Kunzle T., Wanner H. On the relation between ozone storage in the residual layer and daily variation in near-surface ozone concentration – a case study // Boundary-Layer Meteorology. 1994. V. 69(3). P. 221– 247.

Thermal Inversions in Moscow and Their Influence on the Surface Air Composition

M. A. Lokoshchenko^{1, *}, A. Yu. Bogdanovich¹, N. F. Elansky², and E. A. Lezina³

¹Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 1, Moscow, 119991 Russia ²Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Pyzhevskii lane, 3, Moscow, 119017 Russia ³State Budgetary Environmental Institution Mosecomonitoring, Moscow, 119019 Russia *e-mail: loko@geogr.msu.su

The thermal stratification of the lower 800-m air layer above Moscow city has been studied precisely by the data of ECHO-1 sodar, including distribution functions of height and durability of inversions. The distribution of elevated inversions' bottom height, unlike the one of surface inversion top, is bimodal that reflects diversity of their generation. Morning elevated inversions (remains of nocturnal surface inversions) on average exist ~3 h, sometimes – more than 6 h; their bottom heights are usually not higher than 350 m. Overlong subsidence elevated inversions are observed in Moscow as a rule from November to February and may be detected on the sodar record continuously up to 120 h. The influence of retention layers of inversions on the surface content of minor atmospheric gases has been studied by the data of 2002-2016 in Moscow. Just in time of the morning inversion's final destruction the surface ozone growth sharply accelerates whereas NO₂ begins to fall in the surface air layer. Both effects reflect the vertical turbulent exchange intensification. A sharp acceleration of the surface ozone growth after destruction of elevated inversion does not connected with photochemical generation of this gas and, evidently, is a result of dynamical processes (strengthening of downward flow of O₃ from upper air layers). Unlike this, in conditions of long-term subsidence elevated inversions any statistically significant changes of the surface concentrations of five minor gases (O₃, NO, NO₂, CO μ SO₂) have not be found.

Keywords: stratification, sodar, elevated inversions, minor air gases, surface concentration

УДК 551.513.11

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ СТРАТОСФЕРЫ АРКТИКИ ЗИМОЙ 2020–2021 г.

© 2021 г. П. Н. Варгин^{а, с,} *, В. В. Гурьянов^{b,} **, А. Н. Лукьянов^{a,} ***, А. С. Вязанкин^{a,} ****

^аЦентральная аэрологическая обсерватория, Первомайская ул., 3, Долгопрудный, Московская область, 141707 Россия ^bКазанский федеральный университет, Кремлевская ул., 18, Казань, 420008 Россия

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

*e-mail: p_vargin@mail.ru **e-mail: vladimir.guryanov@kpfu.ru ***e-mail: lukyanov@caomsk.mipt.ru ****e-mail: vzvzvzan@mail.ru Поступила в редакцию 29.04.2021 г. После доработки 15.07.2021 г. Принята к публикации 11.08.2021 г.

Зимний сезон 2020–2021 г. в стратосфере Арктики характеризовался стратосферным полярным вихрем, ослабленным в начале января в результате главного внезапного стратосферного потепления, сопровождавшегося усилением Алеутского антициклона. После потепления, продолжавшегося около трех недель, и до завершения зимнего сезона температура внутри стратосферного полярного вихря оставалась выше необходимой для образования полярных стратосферных облаков.

Ключевые слова: стратосфера Арктики, планетарные волны, внезапное стратосферное потепление, траекторное моделирование

DOI: 10.31857/S0002351521060109

1. ВВЕДЕНИЕ

Циркуляция стратосферы Арктики в зимний сезон (с ноября до апреля) характеризуется сильной межгодовой изменчивостью, определяющей характер разрушения стратосферного озона и влияющей на тропосферу [1]. Основными процессами, определяющими эту изменчивость, является усиление или ослабление стратосферного полярного вихря при уменьшении или усилении распространения планетарных волн из тропосферы. При этом циркуляция стратосферы Арктики не только реагирует на это распространение, но и может его контролировать (т.е. быть более или менее благоприятной): так, скорость среднезонального ветра и расположение стратосферного полярного вихря могут быть важны для развития внезапных стратосферных потеплений (ВСП).

Усиление стратосферного полярного вихря и его ослабление, особенно в результате ВСП, может влиять на верхнюю атмосферу и циркуляцию тропосферы, в частности на смещение штормтрека в Северной Атлантике, влияющего на погодные условия Европы [1, 2]. При этом особенности циркуляции тропосферы Северной Атлантики перед ВСП могут способствовать влиянию стратосферы на тропосферу [3]. ВСП, наблюдаемые в среднем два раза за три зимних сезона (т.е. с частотой ~0.6 за год с 1958 г. по 2014 г.) [4], могут приводить к смещению или разделению стратосферного полярного вихря и к изменению направления среднезонального ветра [2]. В результате роста температуры объем воздушной массы внутри стратосферного полярного вихря с условиями, достаточными для формирования полярных стратосферных облаков (далее для краткости "объем" ПСО), уменьшается, и сильного разрушения озона не происходит.

Значительное разрушение озонового слоя в стратосфере Арктики по модельным оценкам может влиять на тропосферу, например, на температуру поверхности в апреле-мае [5]. Хотя возникновение большинства ВСП связано с усилением распространения планетарных волн из тропосферы-нижней стратосферы, некоторые ВСП, как показали модельные эксперименты, могут быть обусловлены собственными осцилляциями полярной стратосферы [6, 7].

При заниженном распространении планетарных волн стратосферный полярный вихрь усиливается, а температура внутри него снижается. При температуре ниже –78°С формируются ПСО, на частицах которых происходят гетерогенные реакции, разрушающие хлорные (например, HCl и ClONO₂) и бромные "резервуарные" соединения. Далее продукты этих реакций в присутствии солнечного излучения превращаются в активные хлорные и бромные компоненты, быстро вступающие в реакции с озоном, разрушая его.

За все годы наблюдений наибольшее разрушение озона в стратосфере Арктики было зафиксировано в зимние сезоны 2010—2011 г. [8] и 2019— 2020 г. [9—12]. В отдельные дни весной 2020 г. по данным баллонного зондирования на ряде станций разрушение озона в нижней стратосфере достигало до 90% [13]. Причинами столь сильного стратосферного полярного вихря зимой 2019— 2020 г. стало заниженное распространение планетарных волн из тропосферы и их отражение в верхней стратосфере [9, 12].

ВСП сопровождаются похолоданием в мезосфере, которое может составлять десятки градусов, и изменением высоты стратопаузы [2]. Эти изменения главным образом обусловлены изменениями распространения гравитационных волн из стратосферы [2, 14]. Изменения температуры в верхней стратосфере и мезосфере в ходе ВСП влияют на их газовый состав: происходит перенос (оседание) из верхней в нижнюю мезосферу и стратосферу, например, оксидов азота (NO_x) [2, 15]. Изменение температуры верхней стратосферы влияет на скорость химических реакций, например, связанных с образованием озона.

Несмотря на пристальное внимание ученых с момента открытия ВСП в начале 1950-х гг. и развитие численных моделей, в настоящее время ВСП прогнозируются в среднем только за 1– 2 недели [16, 17].

Сильная межгодовая изменчивость стратосферы Арктики наблюдается в последние годы на фоне продолжающегося роста концентраций парниковых газов, приводящего к снижению температуры стратосферы [18] и снижению концентраций основных озоноразрушающих соединений [19].

Если в стратосфере Арктики зима 2020—2021 г. характеризовалась положительными аномалиями температуры, сильно ослабленным в результате ВСП стратосферным полярным вихрем, то в тропосфере на большей части Северной Евразии и Северной Америки наблюдались значительные отрицательные аномалии температуры [20].

К настоящему времени опубликованы результаты исследования ВСП в январе 2021 г. с использованием первых данных измерений зонального ветра в диапазоне высот от поверхности до 25 км с европейского спутника Aeolus, а также измерений спутникового прибора MLS и данных реанализа ERA5 [21]. В частности, выделены 7 этапов развития ВСП с конца декабря 2020 г. до середины февраля 2021 г. Главное ВСП в начале января 2021 г. стало третьим за последние 4 года и десятым по продолжительности периода с измененным направлением среднезонального ветра с 1979 г. [22].

В настоящей работе рассматривается развитие главного ВСП в январе 2021 г., влияние связанных с ним изменений циркуляции стратосферы и распространения планетарных волн на тропосферу, анализируется эволюция стратосферного полярного вихря.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Анализ динамических процессов стратосферы осуществлялся с использованием ежедневных данных реанализа NCEP [23] и ERA5 [24]. Рассчитывались амплитуды доминирующих в стратосфере планетарных волн с зональными числами от 1 до 3, среднезональный меридиональный поток тепла $\overline{v'T'}$ (где v' и T' – отклонения от среднезональных значений меридионального ветра и температуры), а также 3-мерные векторы Пламба, характеризующие распространение планетарных волн [25]. Аномалии для данных реанализов NCEP и ERA5 рассчитывались относительно средних климатических значений с 1981 г. по 2010 г.

Для анализа динамического взаимодействия стратосферы и тропосферы рассчитывались ежедневные нормированные на стандартное отклонение аномалии геопотенциальной высоты в области 65°–90° с.ш. После умножения на –1 для согласования с индексом Арктической осцилляции (AO) [26] эти значения соответствуют индексу Северной кольцевой моды (СКМ) [27]. АО описывает состояние (моду) изменчивости атмосферных процессов в тропосфере, которой соответствует структура изменчивости давления (геопотенциала) с аномалиями одного знака в полярной области и противоположного знака в поясе 40°–50° с. ш., а СКМ – в стратосфере.

Индекс отражения волновой активности рассчитывался как разность между значениями скорости среднезонального ветра на уровнях давления 2 и 10 гПа в области 58°-74° с.ш. [28]. Положительные значения индекса соответствуют неблагоприятным условиям для отражения планетарных волн, а отрицательные — благоприятным.

Изменение области внутри стратосферного полярного вихря с температурами меньшими –78°С и достаточными для формирования ПСО оценивалось с использованием данных реанализа MERRA2 [29, 30].

Для анализа особенностей циркуляции внетропической тропосферы Северного полушария использовались значения индекса АО с сайта Центра предсказаний климата США [31].

Анализ границы стратосферного полярного вихря осуществлялся с помощью расчета М-функции [32], характеризующей длину траекторий проходящих через узлы заданной сетки. Поскольку длина траектории складывается из произведений скорости воздушной частицы на каждом шаге по времени на его величину, области максимальных значений М-функции совпадают с областями наиболее сильного зонального потока. В случае стратосферного полярного вихря эти области совпадают с его границей и характеризуют его изолированность от средних широт.

Для анализа тонкой пространственной структуры стратосферного полярного вихря применялся метод заполнения пространства внутри него обратными траекториями [33]. Оба этих метода применялись с использованием данных реанализа ERA5 с высоким разрешением по долготе—широте (0.25° × 0.25°) и времени: 1 ч. Ранее эти методы использовались при исследовании аномально сильного стратосферного полярного вихря в Арктике зимой 2019–2020 г. [34].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Внешние факторы

В экваториальном Тихом океане наблюдалась холодная фаза климатического явления Эль-Ниньо/Южное Колебание—Ла-Нинья, которая обычно сопровождается более холодным стратосферным полярным вихрем в Арктике [35]. Однако до января 2021 г. два очень сильных ВСП в январе 2009 и 2018 гг. произошли в сезоны с Ла-Нинья.

В экваториальной нижней стратосфере с конца лета 2020 г. наблюдалась западная фаза квазидвухлетнего цикла колебаний скорости зонального ветра, при которой усиливается распространение планетарных волн в нижней стратосфере к экватору, что приводит обычно к более холодному стратосферному полярному вихрю [36].

Осцилляция Мадден-Джулиана (ОМД) - колебания параметров циркуляции тропической атмосферы, распространяющиеся в тропиках с запада Индийского океана до центральной части Тихого океана – может влиять на стратосферу Арктики. Больше половины ВСП (13 из 25) с 1979 по 2013 гг. были зарегистрированы в сезоны с усиленной конвекцией в тропиках западной части Тихого океана, что соответствует 6-7-й фазам ОМД на секторной диаграмме, характеризующей ее распространение [37]. Влияние ОМД на стратосферу осуществляется также как при Эль-Ниньо через усиление внетропических планетарных волн. Распространение связанных с ОМД аномалий конвекции в тропиках центральной части Тихого океана может содействовать ослаблению стратосферного полярного вихря, а заниженное распространение обычно сопровождается сильным вихрем [38]. В ноябре-декабре 2020 г. ОМД характеризовалась низкой активностью и медленным распространением на восток в тропиках Индийского океана.

Сокращение ледового покрытия в Баренцевом и Карском морях может влиять на распространение планетарных волн в стратосферу [39, 40]. Площадь ледового покрова в Арктике в сентябре 2020 г. была второй наименьшей после сентября 2012 г.

В целом в зимний сезон 2020–2021 г. внешние факторы были неблагоприятными для ослабления арктического стратосферного полярного вихря. Влияние сокращения ледового покрова осенью 2020 г. на распространение планетарных волн в последующую зиму требует отдельного исследования.

3.2. Главное ВСП в начале января 2021 г.

В средней стратосфере скорость среднезонального ветра была выше климатических значений в ноябре-декабре 2020 г. и феврале-марте 2021 г. в области от ~60° до 80° с.ш. на 30-40 м/с (рис. 1а). Главное ВСП с изменением направления (обращением) среднезонального ветра наблюдалось на уровне давления 10 гПа (~30 км) с 5 января по 25 января 2021 г. Наибольшие отрицательные аномалии до -30 м/с выявлены 13-15 января.

При рассмотрении эволюции аномалий среднезонального ветра на 60° с.ш. обращает на себя внимание кратковременное появление исключительно высоких отрицательные аномалий 3—6 января 2021 г. в верхней стратосфере до ~ -100 м/с вблизи уровня давления 1 гПа (~47 км) (рис. 16). Анализ данных реанализа ERA5 на модельных уровнях с верхней границей на 0.01 гПа (~77 км) показывает, что максимум аномалий был 4 января на 0.622 гПа (~50 км). Выше, вплоть до 0.01 гПа аномалии убывали.

Перед ВСП в декабре стратосферный полярный вихрь был сильнее обычного в средней и верхней стратосфере. Только во второй половине февраля вихрь восстановился, но с меньшей интенсивностью, чем до ВСП.

В нижней стратосфере в ноябре—декабре 2020 г. и в феврале—марте 2021 г. преобладали положительные аномалии среднезонального ветра до \sim 20 м/с, а январе в результате ВСП — отрицательные от -10 до -25 м/с.

В период развития ВСП источник волновой активности располагался в тропосфере на северовостоке Евразии в диапазоне от 90° до 150° в.д. ВСП относится к типу со смещением стратосферного полярного вихря, как сопровождавшееся усилением планетарной волны с зональным числом 1 [22]. Однако, по мнению [21], это ВСП относится к "смешанному" типу с признаками и смещения, и разделения полярного вихря.

Среднезональный вихревой поток тепла, характеризующий распространение волновой ак-



Рис. 1. Аномалии (цветная шкала) и климатические значения скорости среднезонального ветра (контуры) в диапазоне широт от экватора до полюса на уровне давления 10 гПа (~30 км) (а) и в диапазоне высот от поверхности до ~48 км на 60° с.ш. с ноября 2020 г. по март 2021 г. (б). Изменение среднезонального меридионального потока тепла (К м/с) в области 50°-80° с.ш. (в) и индекса рефракции волновой активности (м/с) (г) с ноября 2020 г. по март 2021 г.



Рис. 2. Широтные и высотные компоненты векторов Пламба (m^2/c^2) и среднезональный ветер (а), вертикальная компонента вектора Пламба (m^2/c^2) на уровне давления 30 гПа (б) и 100 гПа (в), осредненные в период 3–5 января 2021 г. Вертикальная компонента Fz домножена на 100 (также как на рис. 5а).

тивности в стратосферу, усилился в декабре и достиг максимальных значений в период ВСП – в начале января 2021 г. (рис. 2). После этого в средней стратосфере наблюдался кратковременный период отрицательных значений этого потока т.е. отражения планетарных волн. Затем наибольшие значения этого потока были в начале февраля, после чего вновь наблюдалось отражение планетарных волн, при этом область отрицательных значений охватывала диапазон высот от средней стратосферы до нижней тропосферы. Рассчитанный по методике [24] индекс отражения характеризуется кратковременным минимумом в начале января 2021 г. после ВСП, достигшим до -40 м/с, и двумя небольшими областями отрицательных значений в начале февраля и середине марта, составивших менее -10 и -20 м/с соответственно (рис. 2г). Следовательно, в эти периоды в верхней стратосфере были благоприятные условия для отражения планетарных волн.

Развитие ВСП сопровождалось усилением распространения планетарных волн, характеризуемых векторами Пламба, в стратосферу (рис. 2а). В нижней стратосфере область положительных значений вертикальной компоненты вектора Пламба (направленных вверх потоков волновой активности) выявлена от Центральной Азии до востока Китая, где был ее максимум (рис. 2б). В средней стратосфере максимальные значения этой компоненты наблюдались западнее Байкала (рис. 2в).

В последние годы обсуждается необходимость совершенствования предложенного Всемирной метеорологической организацией в 1970-х гг. определения ВСП (изменение направления среднезонального ветра на 10 гПа и 60° с.ш.) [41], т.к. некоторые ВСП, не попадающие под это определение (минорные), могут влиять на циркуляцию стратосферы—тропосферы, озоновый слой как, например, ВСП в начале января 2015 г. [42].

Предложено классифицировать ВСП на два типа: сопровождающиеся осцилляциями среднезонального ветра (продолжительные с изменением его направления до высот нижней стратосферы) или без них и без влияния на нижнюю стратосферу [43]. Так как ВСП в январе 2021 г. сопровождалось замедлением зонального ветра до высот нижней стратосферы в течение около трех недель, то оно относится к первому типу.

В зависимости от характера распространения планетарных волн предложена классификация ВСП на отражающий и поглощающий типы [44]. В первом случае длительность и меридиональная протяженность области с восточным ветром меньше, чем во втором, когда продолжающееся после начала ВСП поглощение энергии волн поддерживает связанные с ВСП изменения температуры стратосферы. По этой классификации ВСП в январе 2021 г. соответствует поглощающему типу, как сопровождавшееся поглощением энергии волн, распространяющихся из тропосферы, которое поддерживало изменения стратосферы в течение трех недель. Наблюдалось и отражение планетарных волн в нижнюю стратосферу и тропосферу.

3.3. Волновая активность

Усиление планетарной волны с зональным числом 1 в средней стратосфере с начала декабря (рис. 3a) связано с усилением Алеутского антициклона (АА). В нижней стратосфере и верхней тропосфере сравнимого усиления планетарной волны 1 в декабре не было (рис. 36, 3в).

АА — крупномасштабный антициклон в стратосфере, наблюдающийся в зимний сезон от Чукотки до Аляски и северо-запада Канады (40° – 80° с.ш., 120° в.д. – 100° з.д.) с центром вблизи Алеутских островов [45]. С 1978 г. по 2014 г. выявлено 68 периодов наблюдения АА, т.е. ~2 раза за зимний сезон, с продолжительностью ~32 дня. Часто смещение или разделение стратосферного полярного вихря сопровождается или следует за образованием АА. Образование АА преимущественно связано со стратосферными процессами: переносом теплых воздушных масс и потоков тепла.

В начале декабря 2020 г. в области АА (40– 80° с.ш., 120° в.д.–100° з.д) в стратосфере наблюдалось резкое усиление меридионального потока тепла. В средней стратосфере это усиление было в течение примерно недели, в нижней стратосфере и верхней тропосфере – более месяца. Так как в тропосфере в начале декабря не было выявлено блокирующих антициклонов над севером Тихого океана, можно предположить, что усиление АА было связано со стратосферными процессами.

Сравнение данных геопотенциала в первую неделю декабря с последней неделей ноября 2020 г. показывает: усиление Алеутского минимума в тропосфере и одновременно усиление АА в стратосфере. При этом температура вблизи поверхности в высоких широтах Северного полушария снижается везде, кроме Канады, где она увеличилась.

Если в декабре 2020 г. в средней стратосфере аномалии геопотенциала характеризовались пространственной структурой планетарной волны с зональным числом 1: с Алеутским максимумом и областью полярного вихря над Северной Атлантикой, то в январе 2021 г. в результате ВСП максимальные положительные аномалии со значениями более 1400 гпм наблюдались над полюсом (рис. 3г, 3д).

3.4. Взаимодействие стратосферы и тропосферы

Аномалии приземной температуры воздуха и осадков во внетропической тропосфере Северного полушария на межгодовых и десятилетних масштабах во многом характеризуются Арктической осцилляцией [46-48]. При положительной фазе АО вследствие сильного градиента давления между полюсом и средними широтами сильные зональные ветра не позволяют холодным воздушным массам из полярного региона распространяться в высокие и средние широты. При отрицательной фазе АО доминирует меридиональный перенос, приводящий к более холодным погодным vсловиям во многих регионах средних и высоких широт. Взаимодействие между стратосферой и тропосферой может быть причиной изменения фазы АО [46]. Сильный стратосферный вихрь часто сопровождается положительной фазой АО, а слабый – отрицательной. Например, в зимний сезон 2019-2020 г. с экстремальной интенсивностью положительной фазы АО и значительными положительными аномалиями температуры во многих регионах Северной Евразии [49] стратосферный полярный вихрь был очень сильным, холодным и устойчивым [9-12].

В отличие от предыдущего зимний сезон 2020-2021 г. характеризуется отрицательной фазой АО, переход на которую произошел в начале лекабря. Среднемесячные значения индекса АО для этой зимы и еще двух других зим с ВСП в январе 2010 и 2013 гг. представлены на рис. 4а. В декабре и феврале значения индекса АО в зимние сезоны 2012-2013 и 2020-2021 гг. практически совпадают и составляют ~ -1.5 и -1 соответственно. В январе 2021 г. значения индекса AO (~ -2.4) примерно соответствует индексу в январе 2010 г. В марте 2010 и 2013 гг. индекс АО оставался отрицательным, в то время как в марте 2021 г. он стал положительным (+2.1). Ежедневные значения индекса АО показывают, что отрицательная фаза АО сменилась на положительную фазу в середине февраля 2021 г.

Индекс Северной кольцевой моды (СКМ) в диапазоне высот от поверхности до средней стратосферы характеризовался положительными зна-



Рис. 3. Изменение амплитуды планетарных волн с зональными числами 1 и 2 в геопотенциальной высоте (гпм) при осреднении по области $50^{\circ}-70^{\circ}$ с.ш. с ноября 2020 г. по март 2021 г. на уровнях давления 10, 70 и 300 гПа (а, б, в). Аномалии геопотенциальной высоты (гпм) на уровне давления 10 гПа (~30 км) в декабре 2020 г. (г) и январе 2021 г. (д).

чениями в средней стратосфере, превышающими по модулю 1.5σ (где σ — среднеквадратичное отклонение), только вблизи 10 гПа в начале декабря и отрицательными значениями вблизи поверхности в середине декабря (рис. 4б). С конца декабря и до середины февраля от поверхности до средней стратосферы выявлены отрицательные значения, соответствующие сильному стратосферному полярному вихрю. Области со значениями индекса СКМ менее -1.5σ наблюдались сначала несколько дней в тропосфере, а потом в середине и во второй половине января от средней стратосферы



Рис. 4. Изменение индекса Арктической осцилляции с ноября по март в зимние сезоны 2009–2010, 2012–2013 и 2020–2021 гг. (а), изменение индекса Северной кольцевой моды (СКМ) с ноября 2020 г. по март 2021 г. (б).

до тропосферы. Значение индекса СКМ, превышающее по модулю 1.5 о, в качестве порогового при определении влияния ослабления/усиления полярного вихря на тропосферу предложено в работе [50].

Одним из механизмов влияния изменений стратосферного полярного вихря на тропосферу является отражение потоков волновой активности из верхней стратосферы в нижнюю стратосферу и тропосферу. Выявлена связь отражения планетарных волн из стратосферы в тропосферу и резких похолоданий (усиления областей низкого давления или "волн холода") на севере Северной Америки [51], в частности, в феврале 2018 г. [52]. Ранее влияние отражения планетарных волн на похолодание на востоке Канады было выявлено в марте 2007 г. [53] и в конце декабря 2017 г.—начале января 2018 г. [54].

В начале февраля 2020 г. в области высоких широт (~60°-80° с.ш.) в средней и нижней стратосфере выявлено отражение планетарных волн в тропосферу. Это отражение видно на среднезональных диаграммах векторов Пламба (рис. 5а, 5б). Анализ долготной структуры векторов Пламба показывает, что наибольшее распространение планетарных волн в среднюю стратосферу из нижней наблюдалось над Сахалином-Охотским морем, а вниз в тропосферу – над северо-западом Канады и Аляской (рис. 5в, 5г). Такое распространение (вверх над востоком Евразии и вниз над севером Северной Америки) является характерным [51, 55]. Сравнение двух периодов (4–6 и 8-10 февраля 2021 г.) показывает усиление в тропосфере области пониженного давления, над которой происходило отражение планетарных волн, и распространение этой области к центру и юговостоку США.

Для характеристики отражения планетарных волн над Канадой предложен региональный индекс, рассчитываемый как разность между мери-



Рис. 5. Широтные и высотные компоненты векторов Пламба (${\rm M}^2/{\rm c}^2$) и среднезональный ветер (а, б), вертикальная компонента вектора Пламба (${\rm M}^2/{\rm c}^2$) на уровне давления 100 гПа (в, г), осредненные за периоды 4–6 февраля и 8–10 февраля 2021 г. Меридиональный поток тепла (К м/с) на уровне давления 100 гПа, осредненный по областям 120° в.д.–175° з.д. (1) и 135°–60° з.д. (2), нормированный на соответствующие среднеквадратичные отклонения, и различие между ними (3) с декабря 2020 г. по март 2021 г. (д)



Рис. 6. Изменение "объема" ПСО 1-го типа (млн км³) с ноября по март в зимние сезоны 2009–2010, 2012–2013, 2019–2020, 2020–2021 гг. и среднее за период с 1979 г. по 2020 г. (а). Карты потенциальной завихренности (К м² кг⁻¹ с⁻¹ × $\times 10^{-6}$) (б) и поля М-функции в единицах (10^{-3} км) (в) для 7 января 2021 г. на уровне потенциальной температуры 500 К (~50 гПа/~20 км).

диональными вихревыми потоками тепла (v'T') в нижней стратосфере (на 100 гПа) в области от 45° до 75° с.ш. над Восточной Сибирью-севером Тихого океана (от 120° в.д. до 175° з.д.) и Канадой (от 135° до 60° з.д.), нормированными на соответствующие среднеквадратичные отклонения [52]. Значения таких потоков над первым и вторым регионами, сглаженные с использованием бегущего среднего за 5 сут, и разность между ними с декабря 2020 г. по март 2021 г. представлены на рис. 5д. Выделяются 4 периода с продолжительностью около недели, когда в нижней стратосфере наблюдалось восходящее распространение планетарных волн над Сибирью и нисходящее распространение (отражение) над Канадой (положительные и отрицательные значения соответственно): в начале декабря, в середине января, в начале февраля и середине марта. Причем только

в середине января 2021 г. значение потока тепла над Канадой было меньше -1σ , а соответствующее значение индекса отражения ~3 σ . В начале февраля значение потока над Канадой достигало до -0.3σ , над Сибирью более 1σ , как и соответствующее значение индекса отражения.

3.5. Изменения стратосферного полярного вихря

В результате главного ВСП в начале января 2021 г. "объем" ПСО 1-го типа (состоящих из соединений азотной кислоты) уменьшился от максимальных значений за зимний сезон ~140 млн км³, наблюдавшихся в конце декабря, до нулевых значений к середине января (рис. 6а). Интересно, что максимальные значения "объема" ПСО в конце декабря 2020 г. превышали значения зимы 2019—
2020 г. с рекордным разрушением стратосферного озона.

После ВСП в начале января 2021 г. и до конца зимнего сезона увеличения "объема" ПСО не произошло. Видно сходство резкого снижения "объема" ПСО в начале января 2021 г. и в начале января 2013 г., когда также произошло главное ВСП, но с разделением стратосферного полярного вихря [56–58]. В зимний сезон 2009–2010 г. резкое снижение "объема" ПСО (без последующего восстановления) произошло в результате главного ВСП в конце января 2010 г.

Ненулевой "объем" ПСО 2-го типа, состоящих из ледяных частиц и образующихся в основном в Антарктике, выявлен в зимний сезон 2020— 2021 г. в Арктике лишь 25 декабря 2020 г.

В результате ВСП в средней и нижней стратосфере центр стратосферного полярного вихря был сдвинут к Европе усилившимся Алеутским максимумом. Форма вихря напоминала бумеранг от Гренландии до северо-востока Евразии. В середине января у вихря образовались два центра: меньший — южнее Гренландии, значительно более сильный — над севером Сибири. К концу января 2021 г. наблюдался только один центр вихря над севером Сибири. В начале февраля вихрь опять вытянулся, образовались два центра, центр над Северной Атлантикой усиливался, а над севером Сибири ослабевал.

Для исследования особенностей горизонтальной структуры стратосферного полярного вихря и его границы в начальный период ВСП были проведены расчеты полей потенциальной завихренности (PV) и М-функции по аналогии с [32]. На рис. бб в представлены карты PV и М-функции для нижней стратосферы на изэнтропическом уровне 500 К (~50 гПа/~20 км) для 7 января 2021 г., сразу после главного ВСП. М-функция, характеризующая силу вихря и его границу, имеет размытую структуру, обеспечивая массообмен полярных воздушных масс со средними широтами.

Как показывает структура поля PV, сам вихрь имеет тенденцию к расщеплению на отдельные фрагменты, что и произошло позднее. В условиях сильного, изолированного вихря М-функция имеет четкую форму изменяющегося "кольца", как в зимний 2019–2020 г. [34].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной особенностью зимнего сезона 2020– 2021 г. в стратосфере Арктики является главное ВСП в начале января с продолжительностью около трех недель. ВСП произошло при западной фазе квазидвухлетнего цикла колебаний зонального ветра в экваториальной стратосфере и при холодной фазе климатического явления Эль-Ниньо: Ла-Нинья, которые обычно сопровождаются более слабым распространением планетарных волн в стратосферу Арктики и, как следствие, более холодным стратосферным полярным вихрем.

ВСП сопровождалось усилением в стратосфере Алеутского антициклона, соответствующим усилению планетарной волны с зональным числом 1, а также распространением планетарных волн вверх в нижней и средней стратосфере над северо-восточной Евразией, с максимумом вблизи Байкала. После ВСП в начале января в верхней стратосфере наблюдалось отражение планетарных волн, однако оно не распространялось до нижней стратосферы. В отличие от этого в начале февраля распространение планетарных волн в стратосферу над северо-востоком Евразии и последующее отражение из средней в нижнюю стратосферу и тропосферу выявлено над северо-западом Канады, которое сопровождалось понижением давления и похолоданием. В последующие дни это похолодание распространилось до центра и юга США.

Циркуляция тропосферы средних-высоких широт Северного полушария с декабря 2020 г. характеризовалась отрицательной фазой АО со значительными отрицательными аномалиями температуры. Во второй половине января в высоких широтах наблюдалось непрерывное распространение аномалий циркуляции стратосферы, характеризуемых индексом Северной кольцевой моды, до нижней тропосферы со значениями, превышающими 1.5 о.

Востановление стратосферного полярного вихря в конце февраля 2021 г. сопровождалось резким изменением фазы АО с отрицательной на положительную, усилившуюся в марте. Если среднемесячное значение индекса АО в январе составило -2.4, в феврале -1.1, то в марте уже +2.1.

В результате ВСП температура нижней стратосферы внутри стратосферного полярного вихря увеличилась, что привело к достаточно быстрому исчезновению ПСО, необходимых для сильного разрушения озона. "Объем" ПСО от максимальных значений за зимний сезон ~140 млн км³ в конце декабря уменьшился к середине января 2021 г. до нуля и до конца зимнего сезона уже не увеличился.

Результаты траекторного моделирования горизонтальной структуры стратосферного полярного вихря после главного ВСП в начале января 2021 г. показывают, что граница вихря в нижней стратосфере демонстрирует неоднородность с размытой структурой в некоторых областях, что создавало условия для обмена воздушными массами между областью вихря и средними широтами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований: грант № 19-05-00370 (П.Н. Варгин, А.Н. Лукьянов) и грант № 20-55-00014 Бел_а (В.В. Гурьянов).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Baldwin M., Birner T., Brasseur G., Burrows J., Butchart N., Garcia R., Geller M., Gray L., Hamilton K., Harnik N., Hegglin M., Langematz U., Robock A., Sato K., Scaife A. 100 Years of Progress in Understanding the Stratosphere and Mesosphere // Meteorol. Monogr. 2019. V. 59. Chapter 27.
- Baldwin M., Ayarzaguena B., Birner T., Butchart N., Butler A., Charlton-Perez A., Domeisen D., Garfinkel C., Garny H., Gerber E., Hegglin M., Langematz U., Pedatella N. Sudden Stratospheric Warmings // Rev. Geophys. 2021. V. 58, e2020RG000708.
- 3. *Domeisen D., Grams C., Papritz L.* The role of North Atlantic–European weather regimes in the surface impact of sudden stratospheric warming events // Weather Clim. Dynam. 2020. V. 1. P. 373–388.
- 4. *Butler A., Sjoberg J., Seidel D., Rosenlof K.* A sudden stratospheric warming compendium // Earth System Science Data 2017. V. 9. P. 63–76.
- Calvo N., Polvani L., Solomon S. On the surface impact of Arctic stratospheric ozone extremes //Environ. Res. Lett. 2015. V. 10. 094003
- Sjoberg J. P., Birner T. Stratospheric wavemean flow feedbacks and sudden stratospheric warmings in a simple model forced by upward wave activity flux // J. Atmos. Sci. 2014. V. 71. P. 4055–4071.
- Pogoreltsev A., Savenkova E., Aniskina O., Ermakova T., Chen W., Wei K. Interannual and intraseasonal variability of stratospheric dynamics and stratosphere-troposphere coupling during northern winter // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2015. V. 136. P. 187–200.
- Manney G., Santee M., Rex M., Livesey N., Pitts M., Veefkind P., Nash E., Wohltmann I., Lehmann R., Froidevaux L., Poole L., Schoeberl M., Haffner D., Davies J., Dorokhov V., Gernandt H., Johnson B., Kivi R., Kyrö E., Larsen N., Levelt P., Makshtas A., McElroy C., Nakajima H., Parrondo M., Tarasick D., von der Gathen P., Walker K., Zinoviev N. Unprecedented Arctic ozone loss in 2011 // Nature. V. 478. P. 469–475. 2011.
- Lawrence Z., Perlwitz J., Butler A., Manney G., Newman P., Lee S., Nash E. The remarkably strong arctic stratospheric polar vortex of winter 2020: links to recordbreaking Arctic oscillation and ozone loss // J. Geophys. Res. 2020. V. 125.
- Manney G., Livesey N., Santee M., Lawrence Z., Lambert A., Millan L., Fuller R. Record low Arctic stratospheric ozone in 2020: MLS polar processing observations compared with 2016 and 2011 // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. e2020GL089063.
- Цветкова Н.Д., Варгин П.Н., Лукьянов А.Н., Кирюшов Б.М., Юшков В.А., Хаттатов В.У. Исследование химического разрушения озона и динамических процессов в стратосфере Арктики зимой 2019–2020 г. // Метеорология и гидрология. 2021.
- 12. Smyshlyaev S.P., Vargin P.N., Lukyanov A.N., Tsvetkova N.D., Motsakov M.A. Dynamical and chemical processes contributing to ozone loss in the exceptional Arctic stratosphere winter-spring of 2020 // Atmos.

Chem. Phys. Discus.

https://doi.org/10.5194/acp-2021-11

- Wohltmann I., von der Gathen P., Lehmann R., Maturilli M., Deckelmann H., Manney G. L., Davies J., Tarasick D., Jepsen N., Kivi R., Lyall N., Rex M. Near-complete local reduction of Arctic stratospheric ozone by severe chemical loss in spring 2020 // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. e2020GL089547.
- Zülicke Ch., Becker E. The structure of the mesosphere during sudden stratospheric warmings in a global circulation model // J. Geopys. Res.: Atmos. 2013. V. 118. P. 2255–2271.
- Агеева В.Ю., Груздев А.Н., Елохов А.С., Мохов И.И., Зуева Н.Е. Внезапные стратосферные потепления: статистические характеристики и влияние на общее содержание NO₂ и O₃ // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 5. С. 545–555.
- Domeisen D., Butler A., Charlton-Perez A., Ayarzaguena B., Baldwin M., Dunn-Sigouin E., Furtado J., Garfinkel C., Hitchcock P., Karpechko A., Kim H., Knight J., Lang A., Lim E-P., Marshall A., Roff G., Schwartz C., Simpson I., Son S.-W., Taguchi M. The role of the stratosphere in subseasonal to seasonal prediction: 1. Predictability of the stratosphere // J. Geophys. Res.: Atmos. V. 125. 2020. e2019JD030920.
- Tsvetkova N.D., Vyzankin A.S., Vargin P.N., Lukyanov A.N., Yushkov V.A. Investigation and forecast of Sudden Stratospheric Warming events with chemistry climate model SOCOL // IOP Conf. Series, Earth Environmental Science. 2020. V. 606. 012062. https://doi.org/10.1088/1755-1315/606/1/012062
- Garcia R., Yue J., Russell J. Middle atmosphere temperature trends in the twentieth and twenty-first centuries simulated with the Whole Atmosphere Community Climate Model (WACCM) // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2019. V. 124. P. 7984–7993.
- World Meteorological Organization (WMO). Scientific Assessment of Ozone Depletion: 2018; Global Ozone Research and Monitoring Project. Report No. 58; Meteorological Organization: Geneva, Switzerland, 2018.
- 20. Press-release WMO. https://public.wmo.int/en/media/news/extreme-weather-hits-usa-europe
- Wright C., Hall R., Banyard T., Hindley N., Mitchell D., Seviour W. Dynamical and Surface Impacts of the January 2021 Sudden Stratospheric Warming in Novel Aeolus Wind Observations, MLS and ERA5 // Weather and Climate Dynamics Discussions. 2021.
- 22. *Lee S.H.* The January 2021 Sudden Stratospheric Warming // Weather. 2021. V. 76. № 4. P. 135–136.
- Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., Collins W., Deaven D., Gandin L., Iredell M., Saha S., White G., Woollen J., Zhu Y., Chelliah M., Ebisuzaki W., Higgins W., Janowiak J., Mo K., Ropelewski C., Wang J., Leetmaa A., Reynolds R., Jenne R., Joseph D. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project // Bull. Amer. Meteor. Soc. 1996. V. 77. P. 437–470.
- Hersbach H., Bell B., Berrisford P., Hirahara S., Horányi A., Muñoz-Sabater J., Nicolas J., Peubey C., Radu R., Schepers D., Simmons A., Soci C., Abdalla S., Abellan X., Balsamo G., Bechtold P., Biavati G., Bidlot J., Bonavita M.,

2021

De Chiara G., Dahlgren P., Dee D., Diamantakis M., Dragani R., Flemming J., Forbes R., Fuentes M., Geer A., Haimberger L., Healy S., Hogan R., Hólm E., Janisková M., Keeley S., Laloyaux P., Lopez P., Lupu C., Radnoti G., de Rosnay P., Rozum I., Vamborg F., Villaume S., Thépaut J.-N. The ERA5 global reanalysis 1999– 2049 // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2020. V. 146. P. 1999– 2049.

- Plumb R. On the Three-Dimensional Propagation of Stationary Waves // J. Atmos. Sci. 1985. V. 42. P. 217– 229.
- Thompson D.W., Wallace J.M. Arctic Oscillation signature in wintertime geopotential height and temperature fields // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 1297–1300.
- Baldwin M.P., Thompson D.W. A critical comparison of stratosphere-troposphere coupling indices // Q. J. R. Mereorol. Soc. 2009. V. 135. P. 1661–1672.
- Perlwitz J., Harnik N. Downward coupling between the stratosphere and troposphere: The relative roles of wave and zonal mean processes // J. Climate. 2004. V. 17. P. 4902–4909.
- Gelaro R., McCarty W., Suárez M. J., Todling R., Molod A., Takacs L., Randles C., Darmenov A., Bosilovich M., Reichle R., Wargan K., Coy L., Cullather R., Draper C., Akella S., Buchard V., Conaty A., da Silva A., Gu W., Kim G.-K., Koster R., Lucchesi R., Merkova D., Nielsen J., Partyka G., Pawson S., Putman W., Rienecker M., Schubert S., Sienkiewicz M., Zhao B. The Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications, Version 2 (MERRA-2) // J. Climate. 2017. V. 30. P. 5419–5454.
- https://ozonewatch.gsfc.nasa.gov/meteorology/temp_ 2020_ERRA2_NH.html
- https://www.cpc.ncep.noaa.gov/products/precip/ CWlink/daily_ao_index/ao.shtml
- Smith M.L., McDonald A.J. A quantitative measure of polar vortex strength using the function M // J. Geophys. Res.: Atmos. 2014. V. 119. P. 5966–5985.
- Sutton R.T., MacLean H., Swinbank R., O'Neill A., Taylor F.W. High-resolution stratospheric tracer fields estimated from satellite observations using Lagrangian trajectory calculations // J. Atmos. Science. 1994. V. 51. P. 2995–3005.
- 34. Лукьянов А.Н., Варгин П.Н., Юшков В.А. Лагранжевые исследования аномально устойчивого арктического полярного стратосферного вихря зимой 2019–2020 г. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2021. Т. 57. № 3. С. 1–8.
- Domeisen D.I., Garfinkel C.I., Butler A.H. The teleconnection of El Nino Southern Oscillation to the stratosphere // Rev. Geophys. 2019. V. 57. P. 5–47.
- Holton J.R., Tan H.-C. The Quasi-Biennial Oscillation in the Northern Hemisphere lower stratosphere // J. Meteorol. Soc. Japan. 1982. V. 60. P. 140–148.
- Schwartz C., Garfinkel C.I. Relative roles of the MJO and stratospheric variability in North Atlantic and European winter climate // J. Geophys. Res.: Atmos. 2017. V. 122. P. 4184–4201.

- Garfinkel C., Benedict J., Maloney E. Impact of the MJO on the boreal winter extratropical circulation // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41. P. 6055–6062.
- Zhang P., Wu Y., Smith K.L. Prolonged effect of the stratospheric pathway in linking Barents–Kara Sea ice variability to the mid-latitude circulation in a simplified model // Climate Dynamics. 2018. V. 50. P. 527–539.
- Hoshi K., Ukita J., Honda M., Nakamura T., Yamazaki K., Miyoshi Y., Jaiser R. Weak stratospheric polar vortex events modulated by the Arctic sea-ice loss // J. Geophys. Res. 2019. V. 124. P. 858–869.
- Butler A., Seidel D., Hardiman S., Butchart N., Birner T., Match A. Defining Sudden Stratospheric Warmings // Bull. Amer. Met. Soc. 2015. P. 1913–1928.
- 42. Manney G., Lawrence Z., Santee M., Read W., Livesey N., Lambert A., Froidevaux L., Pumphrey H., Schwartz M. A minor sudden stratospheric warming with a major impact: Transport and polar processing in the 2014/2015 Arctic winter // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. P. 7808–7816.
- 43. *Hitchcock P., Shepherd T., Manney G.* Statistical Characterization of Arctic Polar-Night Jet Oscillation Events // J. Climate. 2013. V. 26. P. 2096–2116.
- Kodera K., Mukougawa H., Maury P., Ueda M., Claud C. Absorbing and reflecting sudden stratospheric warming events and their relationship with tropospheric circulation // J. Geophys. Res.: Atmos. 2016. V. 121. P. 80–94.
- Colucci S., Ehrmann T. Synoptic–dynamic climatology of the Aleutian high // J. Atmos. Sci. 2018. V. 75. P. 1271–1283.
- Thompson D.W., Wallace J.M. Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month to month variability // J. Climate. 2000. V. 13. P. 1000–1016.
- Thompson D.W., Wallace J.M. The Arctic Oscillation signature in wintertime geopotential height and temperature fields // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 1297–1300.
- Крыжов В.Н., Горелиц О.В. Арктическая осцилляция ее влияние на температуру и осадки в Северной Евразии в ХХ в. // Метеорология и гидрология. 2015. № 11. С. 5–19.
- 49. *Крыжов В.Н.* Климатические экстремумы зимы 2019/20 г. в Северной Евразии: вклады климатического тренда и межгодовой изменчивости, связанной с Арктической осцилляцией // Метеорология и гидрология. 2021. № 2. С. 5–16.
- Runde T., Dameris M., Garny H., Kinnison D. Classification of stratospheric extreme events according to their downward propagation to the troposphere // Geophys. Res. Lett. 2016. V. 43. P. 6665–6672.
- Kretschmer M., Cohen J., Matthias V., Runge J., Coumou D. The different stratospheric influence on cold-extremes in Eurasia and North America // npj Climate Atmos. Sci. 2018. V. 1. 44.
- Matthias V., Kretschmer M. The Influence of Stratospheric Wave Reflection on North American Cold Spells // Mon. Weather Rev. 2020. V. 148. P. 1675– 1690.

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 6 2021

- 53. *Kodera K., Mukougawa H., Itoh S.* Tropospheric impact of reflected planetary waves from the stratosphere // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. № 16. https://doi.org/10.1029/2008GL034575
- 54. Варгин П.Н., Кирюшов Б.М. Внезапное стратосферное потепление в Арктике в феврале 2018 г. и его влияние на тропосферу, мезосферу и озоновый слой // Метеорология и гидрология. 2019. № 2. С. 41–56.
- 55. Зюляева Ю.А., Жадин Е.А. Анализ трехмерных потоков Элиассена-Пальма в нижней стратосфере // Метеорология и гидрология. 2009. № 8. С. 5–14.
- 56. Manney G., Lawrence Z., Santee M., Livesey N., Lambert A., Pitts M. Polar processing in a split vortex: Arctic

ozone loss in early winter 2012/2013 // Atmos. Chem. Phys. 2015. V. 15. P. 5381–5403.

- 57. Варгин П.Н., Медведева И.В. Исследование температурного и динамического режима внетропической атмосферы Северного полушария в период внезапного стратосферного потепления зимой 2012–2013 г. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 1. С. 20–38.
- Nath D., Chen W., Zelin C., Pogoreltsev A., Wei K. Dynamics of 2013 Sudden Stratospheric Warming event and its impact on cold weather over Eurasia: Role of planetary wave reflection // Sci. Rep. 2016. https://doi.org/10.1038/srep24174

Arctic Stratosphere Dynamical Processes in the Winter of 2020–2021

P. N. Vargin^{1, 3, *}, V. V. Guryanov^{2, **}, A. N. Lukyanov^{1, ***}, and A. S. Vyzankin^{1, ****}

¹Central Aerological Observatory, Pervomayskaya str., 3, Dolgoprudny, Moscow region, 141707 Russia ²Kazan Federal University, Kremlevskya str., 3, Kazan, 420008 Russia

³Obukhov Institute of atmospheric physics of the Russian Academy of Science, Pyzhyovskiy per., 3, Moscow, 119017 Russia *e-mail: p vargin@mail.ru

e-mail: vladimir.guryanov@kpfu.ru *e-mail: lukyanov@caomsk.mipt.ru ****e-mail: vzyzyzan@mail.ru

Arctic stratosphere winter season 2020–2021 was characterized by weakened stratospheric polar vortex as a result of major Sudden Stratospheric Warming (SSW) event in early January. After the SSW event lasted about three weeks and accompanied by strengthening of the Aleutian High the lower stratosphere temperature inside the stratospheric polar vortex was higher than required for polar stratospheric clouds formation.

Keywords: Arctic stratosphere, planetary waves, sudden stratospheric warming, trajectory modeling

664

УДК 551.796:534.2,534-6

ВОЛНОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ И СКОРОСТИ ВЕТРА В ТРОПОСФЕРЕ, СВЯЗАННЫЕ С СОЛНЕЧНЫМ ТЕРМИНАТОРОМ

© 2021 г. И. П. Чунчузов^{а,} *, С. Н. Куличков^а, О. Е. Попов^а, В. Г. Перепелкин^а, Д. В. Зайцева^а, В. М. Сомсиков^b

^аИнститут Физики Атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия ^bКазахский Национальный Университет им. Аль-Фараби, просп. Аль-Фараби, 71, Алма-Ата, 050040 Казахстан

> *e-mail: igor.chunchuzov@gmail.com Поступила в редакцию 14.07.2021 г. После доработки 28.07.2021 г. Принята к публикации 11.08.2021 г.

Исследуются основные характеристики (когерентности, фазовые скорости, направления распространения, характерные периоды и амплитуды) волновых возмущений в поле давления и скорости ветра в тропосфере, вызванных движущимся относительно земли солнечным терминатором (СТ). Для обнаружения волновых возмущений от СТ применялся когерентный анализ вариаций давления, измеряемых с помощью микробарографов инфразвуковых станций IS26 (Германия), IS37 (Норвегия), IS43 (Россия), составляющих треугольник с размерами сторон около 2000 км. С помощью такого большого по размерам треугольника удается выделить акустико-гравитационные волны высокой когерентности с азимутами и скоростями распространения СТ на фоне значительно более медленных внутренних гравитационных волн (ВГВ) от метеорологических фронтов. Проведены измерения флуктуаций скорости ветра и атмосферного давления с помощью содаров и микробарографов, расположенных в московском регионе и составляющих малый треугольник с длинами сторон от 7 до 60 км. Получены распределения числа приходов сигналов по азимутам и по горизонтальным фазовым скоростям. Дано объяснение наличию доминирующих азимутов и фазовых скоростей ВГВ на малом треугольнике.

Ключевые слова: солнечный терминатор, внутренние гравитационные волны, содары, флуктуации давления и скорости ветра, восходы и заходы солнца

DOI: 10.31857/S0002351521060031

1. ВВЕДЕНИЕ

Волновые возмущения в атмосфере, генерируемые движущейся относительно земли границей света и тени – солнечным терминатором (СТ), нередко обнаруживаются в верхних слоях атмосферы как наземными, так и спутниковыми методами [1-3]. Подробный обзор экспериментальных исследований и теоретических моделей генерации волн СТ, начиная еще с первых работ в этом направлении [4, 5], дан в [6]. Здесь же приведено решение уравнения в сферической системе координат, описывающее поле акустико-гравитационных волн в изотермической атмосфере. генерируемое движущимся относительно земли градиентом потока солнечной радиации, связанным с СТ ([6], уравнение (12)). Волновое поле на некоторой частоте, генерируемое движущимися вместе с СТ тепловыми источниками, представлялось в виде суперпозиции бегущих с востока на запад акустико-гравитационных мод с разными

зональными волновыми числами, и амплитудами, осциллирующими по высоте и широте места.

На широтах ниже 45 град движение СТ становится сверхзвуковым. При совпадении скорости СТ со скоростью звуковых волн в атмосфере возможен так называемый волновой резонанс, приводящий к усилению амплитуды звуковых волн, однако это усиление ограничено влиянием нелинейных и диссипативных эффектов [7–9].

В нижней атмосфере регулярность генерации акустико-гравитационных волн СТ в периоды восходов и заходов солнца нарушается наличием большого числа других и нерегулярных источников этих волн, связанных с погодными изменениями, такими как формирование метеорологических фронтов [10], тропосферных струйных течений, сдвигов скорости ветра и гроз [11]. Волновые возмущения атмосферного давления от этих источников могут иметь достаточно большие амплитуды, десятки и сотни Па, и поэтому сильно



Рис. 1. Большая треугольная сеть инфразвуковых станций IS26 (Германия), IS37(Норвегия), IS43 (Россия) (а) и малая сеть микробарографов, установленных в Москве (ИФА, МГУ, МОСРЕНТГЕН) и Звенигороде (ЗНС) (б). Указана также Геофизическая обсерватория "Михнево" Института Геодинамики Геосфер РАН (МНV) (а), где непрерывно проводятся измерения давления, скорости ветра, температуры.

"маскировать" регулярные терминаторные волны. Тем не менее, многолетние измерения временных вариаций приземного атмосферного давления с помошью разветвленной сети барографов в восточной части США позволили в [12] обнаружить в периоды восходов и заходов солнца внутренние гравитационные волны (ВГВ) с периодами, кратными гармоникам солнечных суток, т.е. с частотами, кратными 1/(24 ч) (от 4-й до 10-й гармоники). В наблюдениях приземного давления на всех барографах обнаруживались малоамплитудные (<60 Па от нуля до пика) колебания давления в диапазоне периодов от 2 до 6 ч, а в спектрах этих колебаний преобладали спектральные линии на частотах, которые являлись гармониками солнечных суток. Указанные выше сигналы давления не распределялись случайным образом во времени в течение каждого дня, а обнаруживались летом главным образом после захода солнца, а зимой – в полдень, после восхода солнца.

Цель настоящей работы состоит в исследовании основных характеристик (пространственной когерентности, фазовых скоростей, направлений распространения, характерных периодов и амплитуд) волновых возмущений, вызванных СТ, как в поле давления, так и скорости ветра в тропосфере. Насколько нам известно, такие исследования одновременно в полях скорости ветра и давления ранее не проводились. Нами будут проанализированы данные непрерывных измерений вариаций атмосферного давления в течение произвольно выбранных 10 дней (с 7 по 16 октября 2020 г.). Для анализа длиннопериодных волновых возмущений использовались данные микробарографов сети инфразвуковых станций IS26 (Фрайунг, Германия), IS37 (Бардуфосс, Норвегия), IS43 (Дубна, Россия), расположенных в вершинах треугольника со сторонами IS26-IS37 2269 км, IS26-IS43 1799 км и IS37-IS43 1656 км. Эту группу микробарографов назовем большим треугольником (рис. 1а). Для анализа короткопериодных волновых возмущений использовалась сеть микробарографов, установленных в Москве (ИФА, МГУ, МОСРЕНТГЕН), Звенигороде (ЗНС) (рис. 1б) с расстояниями между ними от 7 до 60 км, а также микробарограф Геофизической обсерватории "Михнево" (указан на рис. 1а). Сеть приемников ИФА, МГУ, ЗНС будем называть малым треугольником. Одновременно с измерениями вариаций давления проводились непрерывные измерения скорости ветра на разных высотах атмосферного пограничного слоя (АПС) с помощью допплеровских содаров, расположенных в ИФА, МГУ и ЗНС, и анемометров в пунктах IS26, IS37, Михнево и ЗНС.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ СИГНАЛОВ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ НА БОЛЬШОМ ТРЕУГОЛЬНИКЕ

Приземная скорость CT растет при уменьшении широты места и для выбранных пунктов измерений, составляющих большую треугольную антенну, равна $V_t = 305.5$ м/с для IS26: (lat = 48.84 град); $V_t = 254.6$ м/с для IS43 (lat = 56.72 град), и $V_t =$ = 165.6 м/с для IS37 (lat = 69.07 град). Из модели генерации волн CT [6] следует ожидать, что фазо-



Рис. 2. Сигналы (вертикальная ось в Па), зарегистрированные микробарографами на станциях IS26 и IS37 (а), и когерентность между ними в зависимости от времени для длины реализации в 111.11 ч со скользящим окном 46.67 ч (б). Справа: средняя когерентность за весь период времени измерений флуктуаций давления (в) и зональной проекции скорости ветра (г).

вые скорости волновых возмущений, движущихся синхронно вместе с CT, должны находиться в диапазоне значений 165-305 м/c, а соответствующие им горизонтальные длины волн для периода, например, в 2 ч составят 1196-2196 км. Такие длины волн сравнимы с длинами сторон большого треугольника, поэтому корреляционный анализ сигналов на приемниках такого треугольника позволяет выделить длинноволновые и близкие к скорости звука стационарные возмущения от СТ на фоне ВГВ от метеорологических фронтов и других источников, имеющих при том же периоде в 2 ч значительно более короткие длины волн (сотни км) и низкие фазовые скорости (порядка 10-30 м/c) [10].

Следует заметить, что движущийся СТ может генерировать акустико-гравитационные моды разных порядков при одной и той же частоте этих мод [6]. Их фазовые скорости убывают с ростом порядка моды. Чтобы определить характеристики коротковолновых возмущений с длинами волн в десятки и сотни километров, необходима сеть приемников с расстояниями между ними во много раз меньшими, чем на большом треугольнике. Роль малых треугольников в нашем случае выполняли микробарографы и содары в пунктах ИФА–ЗНС–МГУ (рис. 16). Таким образом, наш выбор треугольных сетей приемников разных размеров был обусловлен необходимостью регистрации возможных волновых мод с разными длинами волн, генерируемых движущимися тепловыми источниками волн, связанными с СТ.

Сигналы, зарегистрированные микробарографами на станциях IS26 и IS37, показаны на рис. 2а, а когерентность между ними в зависимости от времени для длины реализации в 111 ч со скользящим окном 46.7 ч – на рис. 26. Максимумы когерентности, как видно, достигаются в определенных частотных полосах и сохраняются с течением времени. Об этом свидетельствует и средняя за весь промежуток времени когерентность, показанная справа на рис. 2в. Основной максимум когерентности (~0.7-0.8) наблюдается в полосе частот (2.31–2.66) × 10^{-5} Гц, причем одновременно между всеми парами микробарографов треугольной антенны. Эта полоса частот соответствует интервалу периодов 10.4-12 ч, включающему полусуточный период. Общие максимумы когерентности (показаны на рис. 2в) наблюдаются также в частотных полосах (6.94— 6.23) \times 10⁻⁵ Гц (периоды 4–4.4 ч), $(9-8) \times 10^{-5}$ Гц (периоды 3–3.5 ч), $(1.13-1.39) \times 10^{-4}$ Гц (периоды 2–2.45 ч), которые содержат периоды, кратные суточному периоду, т.е. его высшие гармоники. Амплитуды этих максимумов убывают с ростом соответствующих им частот примерно от 0.7 до 0.5. На рис. 26 видны

также множественные максимумы когерентности (~0.5–0.7) на частотах свыше 10^{-4} Гц и вплоть до инфразвуковых частот порядка 0.01 Гц.

Средняя (за весь период измерений) когерентность между временными флуктуациями зональной проекции скорости ветра, полученной из данных измерений скорости и направления ветра в приземном слое атмосферы с помощью анемометров на станциях IS26 и IS37. показана на рис. 2г. Длина временной реализации в 111 ч для скорости ветра была выбрана для того же промежутка времени, что и для давления. Для приземной скорости ветра, как и для давления, тоже имеются локальные максимумы когерентности на определенных частотах, включая высшие гармоники суточного периола, хотя и более слабые по амплитуде (0.3-0.6), чем для давления. Тем не менее, эти максимумы лежат примерно в тех же интервалах частот, указанных выше, что и максимумы когерентности для флуктуаций давления.

Чтобы выяснить, имеют ли обнаруженные когерентные флуктуации волновую природу и определить их горизонтальные фазовые скорости и направления распространения, мы применили стандартный метод измерения времен задержек прихода сигналов между парами приемников с помощью вычисления взаимной корреляции сигналов. Для этой цели сигналы вначале отфильтровывались в интервалах частот, в которых функции когерентности между всеми парами приемников треугольной антенны достигали максимумов. После измерения задержек обрабатывались результаты лишь для тех моментов времени, для которых сумма задержек была близка к нулю (не превышала 10% от измеренной средней задержки между приемниками), что являлось свидетельством регистрации волнового процесса.

Мы использовали метод вычисления азимутов и горизонтальных фазовых скоростей в предположении, что фронт волны, приходящий на приемники треугольной сети, является плоским, а его скорость практически не меняет величины и направления на расстояниях порядка размеров треугольника. Для выбранного нами большого треугольника это условие заведомо не выполняется, так как скорость СТ и связанного с ним волнового возмущения существенно зависит от широты нахождения приемника. Тем не менее, используемый нами корреляционный метод позволяет оценить горизонтальную фазовую скорость и азимут прихода фронта для некоторой гипотетической плоской волны, которая имеет времена задержек прихода на приемники треугольной антенны, совпадающие с измеренными временными задержками сигнала для выбранной полосы частот.

Прежде чем применить корреляционный метод к измеренному сигналу, нами проводилось тестирование этого метода по отношению к специально сгенерированному сигналу, представляющему из себя белый шум, отфильтрованный с помощью полосового фильтра в указанных выше частотных полосах и имеющий временные задержки прихода на приемники, соответствующие временным задержкам восхода солнца на станциях IS26–IS37–IS43. Результат тестирования для параметров СТ 7 октября 2020 г. дал почти неизменный во времени азимут прихода фронта сигнала в 118 град (с юго-восточного направления) для частотного интервала $(2-7) \times 10^{-5}$ Гц и горизонтальную фазовую скорость 240–245 м/с, которая близка к средней (по трем широтам расположения станций) скорости СТ.

Для измеренных сигналов на большом треугольнике (рис. 3а), длительностью 240 ч, начиная с 7 октября, 00:00 UTC, и до 16 октября 2020 г., расчет зависимости от времени азимутов прихода колебаний атмосферного давления в диапазоне периодов 1.73-3.47 ч, с использованием скользящего корреляционного окна в 10.8 ч, показан на рис. Зб, а соответствующая этим азимутам горизонтальная фазовая скорость колебаний показана на рис. Зв. Значения азимутов и фазовых скоростей получены только для тех ограниченных промежутков времени, в которых когерентности флуктуаций давления для всех пар приемников 1-2, 2-3 и 3-1 достигли максимумов одновременно с условием, что сумма временных задержек прихода сигнала между указанными парами приемников была близка к нулю. В эти ограниченные промежутки времени отфильтрованные когерентные флуктуации давления на всех приемниках можно рассматривать как волновые пакеты, являющиеся суперпозицией гармонических волн с периодами от 1.73 до 3.47 ч.

На рис. Зб и Зв показаны значения (точки) локальных фазовых скоростей и направлений распространения максимумов (волновых гребней) почти гармонических осцилляций давления в волновых пакетах в разные интервалы времени. Здесь же показаны также времена восходов солнца в трех пунктах IS43, IS37 и IS26 с помощью вертикальных толстых линий, а вертикальными тонкими линиями — времена его заходов. Распределение числа N гребней волнового пакета, обнаруженных в разные промежутки времени, по их азимутам прихода (рис. 3г) имеет один из локальных максимумов, лежащий в интервале 110-120 град. Этот узкий интервал включает в себя азимут (118 град) распространения сигнала от СТ, полученный нами при описанном выше тестировании корреляционного метода анализа сигналов.

Что касается распределения числа N гребней волновых пакетов по их горизонтальным фазовым скоростям V_{ϕ} (рис. 3д), то оно вместе с максимумом при $V_{\phi} = 200$ м/с сосредоточено главным образом в диапазоне скоростей СТ (165–305 м/с), соответ-



Рис. 3. Флуктуации атмосферного давления, отфильтрованные в диапазоне периодов 3.4–1.7 ч (а), и зависимости от времени азимутов прихода (б) и горизонтальной фазовой скорости отфильтрованных колебаний (в), с использованием скользящего корреляционного окна в 10.76 ч. Показаны также времена восходов солнца в трех пунктах IS43, IS37 и IS26 с помощью вертикальных толстых линий, а тонкими вертикальными линиями–времена его заходов. Распределение числа *N* гребней волнового пакета, обнаруженных в разные промежутки времени, по их азимутам прихода (г) и горизонтальным фазовым скоростям (д).

ствующей полосе широт 48.84—69.07 град, в которой лежат приемники большого треугольника. Таким образом, сохранение у сигналов высокой когерентности на расстояниях в несколько тысяч километров в диапазоне периодов 1.73—3.47 ч, типичном для ВГВ в атмосфере, и наличие определенных доминирующих азимутов и фазовых скоростей приходов сигналов, совпадающих с таковыми для движущегося СТ, говорит о связи этих сигналов с движущимся СТ.

Однако в азимутальном распределении приходов значительное их число сосредоточено также в азимутальном секторе 250–300 град (рис. 3г), который соответствует направлениям распространения сигналов с запада на восток, т.е. практически противоположным направлению движения СТ. Такие азимуты могут появляться из-за нарушения приближения плоской волны при расчете корреляционным методом временных задержек между приходами волновых гребней возмущения от одного и того же участка СТ на разные приемники, вызванного наличием существенной широтной зависимости горизонтальной скорости СТ. Действительно, если предположить, что \vec{k} – волновой вектор некоторой гармонической компоненты сигнала, генерируемого СТ, а ω – ее частота в системе отсчета, связанной с СТ (для стационарного источника $\omega = 0$), движущимся со скоростью \vec{V} , зависящей от широты, то допплеровское смещение частоты гармонической компоненты $\vec{k}\vec{V}$, принимаемой разными приемниками, будет разным. Это приводит к тому, что отдельные гребни волнового пакета будут приходить на разные приемники с разным периодом, что с течением времени будет приводить к смене знака временной задержки между ближайшими по времени прихола гребнями сигнала. принимаемого на разных приемниках. Смена знаков временных задержек прихода сигнала приводит к изменению его азимута распространения на 180 град. Таким образом, расчет с помощью корреляционного метода азимутов возможных приходов сигналов от СТ. имеющего заведомо неплоский фронт и период, зависящий от широты места, приводит в отдельные промежутки времени к смене азимута распространения на противоположный (на 180 град). Поэтому, в дальнейшем, мы ограничимся только азимутальным сектором 20-200 град, включающим только сигналы от СТ, приходящие с восточного направления.



Рис. 4. Сигналы, записанные микробарографами на станциях IS43 и IS37, 7–16 октября 2020 г. (а), их текущая когерентность в диапазоне частот $10^{-4}-10^{-2}$ Гц в зависимости от времени, полученная для интервала анализа в 40000 с и со скользящим окном 10000 с при шаге сдвига в 400 с, (б) и частотный спектр сигнала на IS43 в зависимости от времени (в). Толстые вертикальные линии соответствуют восходам солнца, а тонкие – его заходам.

Важно отметить, что в интервале частот 10^{-4} – 10^{-3} Гц локальное возрастание когерентности между сигналами на IS43 и IS37 (рис. 4а, 4б), полученное с более коротким окном скольжения 40000 с, чем на рис. 2, и возрастание спектральной плотности сигнала на IS43 (рис. 4в) происходит в ограниченные промежутки времени между восходами и заходами солнца (отмечены на рис. 4в вертикальными линиями). Однако в некоторые про-

межутки времени, например, между 40 и 60 ч или между 130 и 150 ч, заметно значительное усиление спектральной плотности на дискретных частотах свыше 10^{-3} Гц по сравнению с другими промежут-ками времени. Усиление спектральной плотности во временном интервале 40—60 ч совпадает по времени с локальным увеличением амплитуды сигнала на IS43 (рис. 4а) и обусловлено, по-видимому, прохождением метеорологического фронта 9 ок-



Рис. 5. Северная компонента скорости ветра, (а) и (в), в промежутке времени 40-180 ч UTC (где начало соответствует 00:00 UTC 7 окт 2020 г.), полученная из измерений трех содаров в МГУ (высота 40 м), ИФА (высота 240 м) и 3HC (высота 240 м), и их когерентности, (б) и (г), полученные при скользящем окне 83.33 ч и шаге сдвига 0.55 ч.

тября 2020 г. Мы предполагаем, что такое усиление амплитуды сигнала могло вызвать нелинейную передачу энергии сигнала от его низкочастотных спектральных составляющих с частотами 10^{-5} — 10^{-4} Гц в сторону высокочастотных спектральных составляющих сигнала с частотами 10^{-3} — 10^{-2} Гц. При этом отмеченная выше дискретность частот, на которых достигаются максимумы спектра на низких частотах 10^{-5} — 10^{-4} Гц, включая гармоники частоты вращения земли, сохраняется и на высоких частотах, свыше 10^{-4} Гц (на спектрограмме на рис. 4в видны отдельные горизонтальные полосы максимальной спектральной интенсивности вплоть до инфразвуковых частот 10^{-2} Гц).

Сигналы в виде ВГВ и инфразвука, генерируемые метеорологическими фронтами, усложняют обнаружение возможных волновых сигналов от СТ. Однако ВГВ, генерируемые метеорологическими фронтами, имеют малые фазовые скорости по сравнению со скоростями волновых возмущений, движущимися со скоростью СТ, которые были обнаружены нами на большом треугольнике (см. рис. 3). Ниже мы проанализируем характеристики волновых возмущений в поле давления и скорости ветра за период 7–15 октября 2020 г., но полученные на малом треугольнике.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОЛЕ ДАВЛЕНИЯ И СКОРОСТИ ВЕТРА, ПОЛУЧЕННЫЕ НА МАЛОМ ТРЕУГОЛЬНИКЕ

Использование данных трех содаров ИФА– ЗНС–МГУ вместе с микробарографами в этих же пунктах позволяет регистрировать возможные волновые сигналы от СТ одновременно в вариациях давления и скорости ветра. Кроме этого, ВГВ, генерируемые разными тропосферными источниками, хорошо визуализируются на записях отраженных эхо-сигналов содаров от слоев интенсивной турбулентности в АПС [13].

На рис. 5 показаны временные вариации проекции скорости ветра в направлении на север, полученные из данных измерений содаров в МГУ (на высоте 40 м), ЗНС (на высоте 240 м) и ИФА (на высоте 240 м) с временным усреднением в 30 мин. Здесь же приведены результаты расчета функций когерентности между вариациями скорости ветра в точках установки содаров ИФА– ЗНС–МГУ, из которых видно, что, как и в случае большого треугольника, когерентности имеют общие изолированные максимумы в частотных полосах (0.7–1) × 10⁻⁴ Гц (периоды 2.8–4 ч) и (2– 2.2) × 10⁻⁴ Гц (периоды 1.3–1.4 ч). Однако с ростом расстояния между приемниками примерно



Эхо сигнал содара (МГУ) в зависимости от времени, 7-15 октября 2021

Рис. 6. Эхо-сигналы содара в МГУ в зависимости от времени (моск. время) за период с 7 по 15 октября 2020 г.

от 7 км (ИФА–МГУ) до 50 км (ЗНС–ИФА) эти максимумы когерентности значительно ослабевают, примерно от 0.7 до 0.4.

Опрелеленная повторяемость наблюлается после восходов солнца во временной зависимости интенсивности эхо-сигнала содара, рассеянного на турбулентных пульсациях АПС, для разных дней в промежутке 7-15 октября 2020 г. (рис. 6). После восходов солнца (моменты обозначены вертикальными отрезками) и возрастании притока тепла в приземный слой атмосферы, вначале происходит "отрыв" от поверхности земли ночного слоя инверсии температуры (слой почернения) и, примерно к полдню, наблюдается увеличение его высоты до примерно 300 м. При этом высота поднимающегося слоя совершает во времени слабые по амплитуде колебания порядка нескольких десятков метров и с периодами ~1 ч и менее (см., например, случай 13.10.2020 г.), которые визуально обнаруживаются во все дни, кроме 9, 12 и 15 октября, когда отмечалось прохождение метеорологических фронтов через Московский регион. Подобное поведение во времени поднимающегося слоя инверсии температуры после восходов солнца наблюдалось также на записях эхо-сигналов содаров на ЗНС и ИФА.

Период порядка 1 ч (частота 2 × 10⁻⁴ Гц) обнаруживается также и в функциях когерентности флуктуаций горизонтальной компоненты скорости ветра между ИФА и МГУ (рис. 56), ИФА и ЗНС (рис. 5в). Однако наряду с низкочастотными ВГВ флуктуации скорости ветра всегда содержат короткие ВГВ с периодами 8–10 мин, которые захватываются волноводами в устойчиво-стратифицированных слоях тропосферы над конвективным АПС, но проникают вниз к поверхности земли и модулируют поле скорости ветра в АПС [14]. Кроме этого, анализ в [15] 148 случаев утренних поднимающихся инверсий обнаружил в 45% случаев структуры типа вихрей Кельвина–Гельмгольца с характерным периодом 120–150 с.

Нестационарное увеличение притока солнечной радиации к поверхности земли и приземному слою атмосферы после восхода солнца приводит к возникновению вертикальных конвективных движений воздуха в приземном слое и росту с течением времени среднеквадратичных значений флуктуаций вертикальной скорости $\langle w^2 \rangle$, полученных из измерений компонент скорости ветра на ЗНС с помощью акустического анемометра на высоте 6 м (рис. 7). Этот рост $\langle w^2 \rangle$, наблюдавшийся практически регулярно каждый день (за исключением 9 октября), достигал максимума примерно в полдень, а затем происходило спадание $\langle w^2 \rangle$ до значений ~0.1 м²/с² после заходов солнца (после 18:30 МСК). Мы предполагаем, что развивающаяся вблизи земной поверхности нестационарная во времени конвекция после восхода солнца проникает в устойчиво-стратифицированные слои АПС, находящиеся над приподнятым слоем турбулентности, генерируя ВГВ в этих



Рис. 7. Температура и среднеквадратичная вертикальная скорость в зависимости от времени, полученные вблизи г. Звенигород (3HC) из данных измерений термометром и акустическим анемометром на высоте 6 м за период времени 7–15 октября 2020 г.

слоях и вызывая периодические вертикальные смещения приподнятого турбулентного слоя на записях интенсивности эхо-сигнала содара на рис. 6 и колебания вертикальной скорости на записях анемометров на рис. 7. Таким образом, мы предполагаем, что наблюдаемые временные осцилляции с разными периодами в вариациях $\langle w^2 \rangle$ на рис. 7 и в высоте приподнятого турбулентного слоя на рис. 6 вызваны нестационарной конвекцией, развивающейся после восходов солнца.

Гипотеза о том, что волны в поднимающемся слое инверсии вызваны конвекцией под этим слоем, выдвигалась во многих работах (см. [15] и обзор литературы). Однако наряду с конвекцией вклад в волновое поле могут давать также захваченные волны, распространяющиеся горизонтально в устойчиво-стратифицированной тропосфере над конвективным АПС [16, 17, 14].

Интересно заметить, что в [18] наблюдалось регулярное и повторяющееся усиление интенсивности осцилляций напряженности электрического поля в приземном слое атмосферы после восходов солнца. Спектральная плотность этих осцилляций была сосредоточена главным образом в диапазоне периодов 1.5—3 ч, типичном для ВГВ. Одним из возможных источников этих осцилляций, как указывает Смирнов [18], "... могут быть вихревые движения зарождающихся конвективных ячеек в пограничном слое атмосферы, переносящие объемные заряды вверх при увеличении температуры воздуха на восходе Солнца...". Вероятно, этот эффект связан с наблюдаемым нами эффектом усиления интенсивности осцилляций вертикальной скорости из-за развивающейся конвекции после восходов солнца, т.к. переменная во времени адвекция объемных зарядов в поле вертикальной скорости ветра должна приводить также и к соответствующим осцилляциям напряженности электрического поля.

Анализ суточного хода температуры на ЗНС (рис. 7) и в Михнево (рис. 8, вторая панель) показывает, что его минимумы достигаются в моменты времени, близкие к восходам солнца, а максимумы-в середине дня, примерно в 14-15 ч по местному времени. Важно заметить также, что эти суточные колебания температуры далеки от гармонических и скорее напоминают пилообразную форму волны с крутыми участками роста температуры после восходов солнца (рис. 8, вторая панель). Подобные суточные колебания обнаруживаются также во временных флуктуациях давления (рис. 8, верхняя панель), измеренных микробарографом, и в скорости ветра (рис. 8, нижняя панель). измеренной с помошью анемометра с временным усреднением в 0.5 ч. Пилообразная форма суточных колебаний говорит о наличии высокочастотных гармоник суточного периода в спектре этих колебаний, которые, действительно, обнаруживались нами в функциях когерентности флуктуаций давления (рис. 2в) и скорости ветра (рис. 2г) на большом треуголь-



Рис. 8. Атмосферное давление, измеренное микробарографом (а), температура (б) и скорость ветра (в) (анемометер, усреднение 0.5 ч), полученные из архива данных Геофизической обсерватории "Михнево" Института Геодинамики Геосфер РАН (idg-comp.chph.ras.ru/~idg/Data/) за период с 7 по 16 октября 2020 г.

нике. Нами было установлено также, что высокочастотные гармоники с периодами около 3 ч (8-я гармоника) и 2 ч (9-я гармоника), лежащие внутри отфильтрованной полосы периодов 1.7–3.4 ч, имеют азимуты прихода и горизонтальные скорости распространения, типичные для движущегося СТ в рассматриваемых нами широтах (рис. 3в, 3г).

Чтобы обнаружить сигналы, связанные с восходами и заходами солнца, мы сложили сигналы в трех пунктах малого треугольника содаров МГУ-ЗНС-ИФА, для которых моменты восходов или заходов отличаются не более, чем на 3 мин. На рис. 9 показаны суммарные сигналы содаров (верхняя панель), азимуты приходов сигналов (вторая панель) и их горизонтальная фазовая скорость (нижняя панель) в зависимости от времени с 7 по 15 октября 2020 г. Сигналы ограниченной длительности (~6 ч), которые усиливаются при сложении и наиболее близко отстоят по времени от моментов восходов солнца, обведены овалами, а те, что ближе к заходам – прямоугольниками. Регулярное появление таких сигналов в периоды восходов и заходов солнца наблюдалось практически каждый день. Однако в определенные промежутки времени (70-100 и 180-200 ч), когда отмечалось прохождение метеорологических фронтов через московский регион (указаны на рис. 9, верхняя панель), эти сигналы трудно было различить на

фоне почти непрерывных сигналов от метеорологических фронтов.

Результаты применения корреляционного анализа к флуктуациям скорости ветра и давления, полученных из данных содаров и микробарографов малого треугольника МГУ-ЗНС-ИФА и отфильтрованных в полосе периодов 3.4-1.7 ч, показаны на рис. 10. Распределения числа *N* приходов сигналов по азимутам и по горизонтальным фазовым скоростям, полученные по измерениям флуктуаций давления (а) и измерениям скорости ветра (в), показывают, что максимум приходов приходится на азимутальные направления 170-190 град, а фазовые скорости приходов лежат, в основном, в интервале 3-10 м/с, т.е. значительно ниже скорости движения СТ на широтах Москвы и Звенигорода. Столь малые фазовые скорости характерны для захваченных ВГВ в устойчиво-стратифицированной нижней тропосфере [19]. Их генерация тепловыми источниками конечных размеров, движущимися со скоростью, превышающей групповую скорость излучаемых ВГВ, подобна излучению корабельных волн Кельвина [20], т.е. фронты волн, исходящих от движущегося источника, распространяются под углами ф к направлению движения источников, удовлетворяющими условию $\cos(\varphi) = V/V_t$, где $V - \varphi$ азовая скорость волн, а $V_t - \varphi$



Рис. 9. Суммарные сигналы содаров на треугольной сети МГУ–ЗНС–ИФА (верхняя панель), азимуты приходов сигналов (вторая панель) и их горизонтальная фазовая скорость (нижняя панель) в зависимости от времени с 7 по 15 октября 2020 г.



Рис. 10. Распределения числа приходов сигналов *N* с периодами 3.4—1.7 ч по азимутам (с интервалом 10 град) и горизонтальным фазовым скоростям (интервал 5 м/с) для малого треугольника ИФА–ЗНС–МГУ: (а) – для давления, измеряемого микробарографами; (б) – для меридиональной проекции скорости ветра на высоте 240 м, измеряемой содарами.

скорость источника. Взяв V = 10 м/c, $V_t = 255 \text{ м/c}$, получим, что $\phi \approx 88$ град, поэтому при азимуте распространения СТ в первой половине октября, примерно равном 105 град, фронты волн, исходящие от движущихся тепловых источников, будут иметь азимуты $105 + \varphi = 193$ град и $105 - \varphi = 17$ град. К этим направлениям очень близки два азимута, в которых нами было зарегистрировано макси-

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 6 2021

мальное число приходов сигналов с периодами 3.4-1.7 ч на малом треугольнике содаров и микробарографов (рис. 10а, 10б).

4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА АМПЛИТУЛ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУШЕНИЙ ОТ ЛВИЖУШИХСЯ ВМЕСТЕ С ТЕРМИНАТОРОМ ТЕМПЕРАТУРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Будем исходить из системы уравнений, описывающих акустико-гравитационные волны при наличии их тепловых источников [21]. Система сводится к одному уравнению 4-го порядка по времени для вертикальной скорости w(x, y, z, t) (уравнение (8), [21]). Это уравнение можно обобщить и на случай наличия скорости ветра в атмосфере, используя систему уравнений для акустико-гравитационных волн в движущейся атмосфере [19, 22 Гл. 1] и учитывая наличие радиационных источников тепла в уравнении для скорости изменения во времени энтропии среды. В частном случае, когда фазовые скорости волн малы по сравнению со скоростью звука, уравнение для вертикальной скорости приобретает следующий приближенный вид:

$$\Delta \frac{D^2 W}{Dt^2} + N^2 \Delta_{\perp} W = \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c^2} \left[\frac{\partial}{\partial z} \frac{D^2 q'}{Dt^2} + g \Delta_{\perp} q' \right], \quad (1)$$

где $W = \left(\frac{\overline{\rho}}{\rho_0}\right)^{1/2} w$, $\overline{\rho}(z)$ — невозмущенная плотность атмосферы в зависимости от вертикальной координаты z, $\rho_0 = \overline{\rho}(z=0)$, q'(x, y, z, t) = $= \overline{\rho}Q(x, y, z, t) -$ скорость притока тепла в единицу объема среды, Q(x, y, z, t) – скорость притока тепла в единицу массы, γ – показатель адиабаты, $N^{2}(z)$ -квадрат частоты Брента-Вяйсяля, а оператор $D/Dt = \partial/\partial t + \vec{V}(z)\nabla_{\perp}$ учитывает адвекцию ветром $\vec{V}(z)$ как самих источников тепла, так и ВГВ, генерируемых этими источниками. Скорость ветра $\vec{V}(z)$ и $N^2(z)$ считались медленно меняющимися на пространственных масштабах волн.

Будем учитывать, что наряду с медленным увеличением температуры T(x, y, z, t) вдоль координаты х при переходе от ночи к дню на расстоянии L в несколько тысяч км переходная область терминатора содержит также неоднородности температуры $\Delta T(x, y, z, t)$ значительно более малых масштабов [6], поэтому представим изменение температуры в области терминатора в виде:

$$T(x, y, z, t) = \overline{T}(x + V_t t, y, z) + + \Delta \overline{T}(y, z) \sin k_0 (x + V_t t),$$
(2)

где масштаб горизонтальных неоднородностей $l_0 = 2\pi/k_0$ составляет десятки и сотни километ-

ров, а $V_{i}(v)$ — горизонтальная скорость терминатора, зависящая от широты.

Нас интересует вклад в генерацию волн именно мелкомасштабных неоднородностей, описываемых вторым членом в (2). Рассмотрим случай малых скоростей ветра V по сравнению со скоростью СТ: $V \ll V_t$, что часто (но далеко не всегда) справедливо для тропосферы. Тогда приток тепла в единицу времени

$$Q = c_p \partial T / \partial t \approx V_t c_p k_0 \Delta \overline{T}(y, z) \cos k_0 (x + V_t t), \quad (3)$$

где c_p — теплоемкость при постоянном давлении единицы массы воздуха, поглощающего тепло. Для средних широт вблизи Москвы можно взять $V_t = 254$ м/с, а для тропосферы $c_p \sim 10^3$ дж/(кг град). На масштабах неоднородностей $l_0 = 2\pi/k_0 = 10-$ 100 км изменения температуры $\Delta \overline{T}(y, z)$ могут достигать значений 0.01 град, тогда, согласно (3), притоки тепла в единицу массы воздуха |Q| = 0.16 - 0.161.60 дж/(кг с), а в единицу объема: |q'| = 0.16 -1.60 дж/(м³ с).

Оценим теперь величину тепловых источников внутренних волн в правой части уравнения (1), учитывая, что $\frac{D^2 q'}{Dt^2} \sim k_0^2 (V_t + V_x)^2 q'$, где V_x – компонента скорости ветра в направлении скорости движения СТ, а $\partial q'/\partial z \sim k_z q' = (2\pi/l_z)q'$, где l_z – характерный вертикальный масштаб температурных неоднородностей. Считая вертикальный и горизонтальный масштабы неоднородностей близкими по величине, $l_z \sim l_0$, и оценивая величины членов в левой части уравнения (1): $\left|\Delta \frac{D^2 W}{Dt^2} + N^2 \Delta_{\perp} W\right| \sim k_0^2 [k_0^2 (V_t + V_x)^2] W$, получим из уравнения (1) оценку амплитуды вертикальной скорости в волне, генерируемой CT: |*W*| ≈ $\gamma - 1$

$$\approx \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c^2} k_0^{-1} |q'| \sim 0.01 \text{ m/c.}$$

Поле давления р' для внутренних волн связано с полем вертикальной скорости уравнением [19]:

$$\Delta_{\perp} P = \rho_0 \frac{\partial}{\partial z} \frac{DW}{Dt},\tag{4}$$

где $P = \left(\frac{\rho_0}{\overline{\rho}}\right)^{1/2} p'$, откуда амплитуда возмущения давления в волне при скорости ветра $V_{\rm x} = 5 \, {\rm M/c}$

 $P \approx \rho_0 (V_t + V_x) W = 2.6 \ \Pi a.$

Такие амплитуды флуктуаций давления наблюдались нами в периоды восходов и заходов солнца (рис. 2а), и, как мы показали выше, они могли генерироваться движущимися вместе с СТ неоднородностями температуры.

В общем случае, нахождение структуры волнового поля, генерируемого движущимися тепловыми источниками ограниченных пространственных масштабов, требует решения уравнения (1) при заданных вертикальных профилях частоты N(z) и скорости ветра V(z). Для двуслойной модели атмосферы с постоянным ветром (V(z) = const), когда $N(z) = N_1$ при $0 \le z \le h$, и $N(z) = N_2 \ll N_1$ при $h \leq z < \infty$, где h — высота нижнего устойчиво стратифицированного слоя тропосферы, задача нахождения поля захваченных гравитационных мод в нижнем слое тропосферы во многом аналогична задаче обтекания горы воздушным потоком со скоростью, превышающей фазовые скорости захваченных мод [23]. В этом случае, захваченные моды заключены в пределах клина с половинным углом, определяемым отношением фазовых скоростей мод к скорости воздушного потока (в нашем случае к скорости терминатора), и имеют вид корабельных волн Кельвина. По-видимому, именно такие медленные по сравнению со скоростью терминатора внутренние волны наблюдались нами на малом треугольнике в разд. 3 (см. рис. 10).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря использованию приемников большого треугольника IS26–IS43–IS37, впервые удалось обнаружить сигналы акустико-гравитационных волн высокой когерентности на расстояниях в несколько тысяч км с доминирующими азимутами распространения (110-120 град) и фазовыми скоростями 165-305 м/с, совпадающими с таковыми для движущегося СТ в полосе широт 48.84-69.07 град, что говорит о связи этих сигналов с движущимся СТ. Максимумы когерентности сигналов наблюдались в определенных сравнительно узких полосах частот, содержащих частоты, кратные частоте вращения земли, причем как в поле флуктуаций давления, измерявшихся микробарометрами инфразвуковых станций, так и в поле флуктуаций скорости ветра, измерявшихся анемометрами.

Было установлено, что сигналы в виде ВГВ и инфразвука, генерируемые метеорологическими фронтами, усложняют обнаружение волновых сигналов от СТ. Тем не менее ВГВ, генерируемые метеорологическими фронтами, имеют малые фазовые скорости по сравнению со скоростями волновых возмущений, движущимися со скоростью СТ, которые были обнаружены нами на большом треугольнике.

Нами наблюдалась после восходов солнца определенная повторяемость в поведении временной зависимости интенсивности эхо-сигнала содара, рассеянного на турбулентных пульсациях АПС. Высота приподнятого инверсионного слоя после восхода солнца совершала определенные осцилляции с амплитудами в десятки метров и периодами порядка 1 ч и менее. Мы предположили, что развивающаяся вблизи земной поверхности нестационарная во времени конвекция после восхода солнца проникает в устойчиво-стратифицированные слои АПС, находящиеся над приподнятым слоем турбулентности, генерируя ВГВ в этих слоях и вызывая периодические вертикальные смещения приподнятого турбулентного слоя на записях интенсивности эхо-сигнала содара и колебаний вертикальной скорости на записях анемометра.

677

Из измерений флуктуаций скорости ветра и атмосферного давления с помощью, соответственно, содаров и микробарографов на малом треугольнике ИФА-ЗНС-МГУ были получены распределения числа приходов сигналов по азимутам и по горизонтальным фазовым скоростям. Они показали, что максимум приходов лежит в интервале азимутальных углов 170-190 град, а фазовые скорости приходов лежат, в основном, в интервале 3–10 м/с, т.е. значительно ниже скорости движения СТ на широтах Москвы и Звенигорода. Такие доминирующие азимуты распространения и малые фазовые скорости характерны для захваченных гравитационных мод в устойчиво-стратифицированной нижней тропосфере. Было показано, что столь медленные моды могут распространяться от движущегося СТ, подобно волнам Кельвина от движущегося корабля, поэтому азимуты распространения фронтов этих мод могут почти на 90 град отличаться от азимута распространения СТ, что и объясняет наблюдаемые азимуты 170-190 град медленных волн на малом треугольнике как в поле скорости ветра, так и давления.

Теоретические оценки амплитуд вертикальных скоростей и давления во внутренних волнах, генерируемых мелкомасштабными неоднородностями температуры (масштабы 10-100 км), существующими в переходной области движущегося СТ, дают величины, сравнимые по порядку величины с наблюдаемыми амплитудами ВГВ в периоды восходов солнца, и подтверждают эффективность механизма генерации ВГВ, движущимися вместе с СТ неоднородностями температуры. Наши результаты показывают, что, наряду с сушествующими в тропосфере разнообразными источниками ВГВ и инфразвука (метеофронты, грозы, струйные течения, орография и т.д.), имеется глобальный и регулярный источник волновых возмущений в поле скорости ветра и давления в широком диапазоне дискретных периодов, кратных суточному периоду и вплоть до инфразвуковых периодов порядка 1 мин.

Авторы выражают благодарность В.П. Юшкову, М.А. Локощенко и В.С. Люлюкину за предоставленные содарные данные. Работа выполнена при финансовой поддержке грантами РНФ № 21-17-00021 и РФФИ № 19-05-01008.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Forbes J.M., Bruinsma S.L., Miyoshi Y., Fujiwara H. A solar terminator wave in thermosphere neutral densities measured by the CHAMP satellite // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. L14802.
- Afraimovich E.L., Edemskiy I.K., Voeykov S.V., Yasukevich Yu.V., Zhivetiev I.V. Spatio-temporal structure of the wave packets generated by the solar terminator // Advances in Space Research. 2009. V. 44. № 7. P. 824– 835.
- Bespalova A.V., Fedorenko A.K., Cheremnykh O.K., Zhuk I.T. Satellite observations of wave disturbances caused by moving solar terminator // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2016. V. 140. P. 79–85.
- Beer T. Supersonic Generation of Atmospheric Waves // Nature. 1973. V. 242. № 34. https://doi.org/10.1038/242034a0
- 5. Сомсиков В.М., Троицкий Б.В. Генерация возмущений в атмосфере при прохождении через нее солнечного терминатора // Геомагнетизм и аэрономия. 1975. Т. 15. № 5. С. 856—860.
- 6. Somsikov V.M. Solar Terminator and Dynamic Phenomena in the Atmosphere: A Review // Geomagnetism and Aeronomy. 2011. V. 51. № 6. P. 707–719.
- Karabutov A.A., Lapshin E.A., Rudenko O.V. Interaction between light waves and sound under acoustic nonlinearity conditions // SOV. Phys. JETP. 1976. V. 44. № 1. P. 58–63.
- 8. *Васильев В.Н.* Возбуждение инфразвука при радиационно-механическом синхронизме // Кинематика и физика небесных тел. 1987. Т. 3. № 6. С. 3–9.
- 9. Руденко О.В., Хедберг К.М. Волновой резонанс в диссипативной среде с модульной, квадратичной или квадратично-кубичной нелинейностью // Акуст. Журн. 2018. Т. 64. № 4. С. S3–S13.
- 10. Chunchuzov I., Kulichkov S., Perepelkin V., Gorchakov G., Kallistratova M., Dzhola A., Lv Jun, Yang Yichun, Teng Pengxiao, Wu Lin, Li Qilong, Yele Sun. Influence of internal gravity waves on meteorological fields and gas constituents near Moscow and Beijing // Izv. Atmos. and Ocean. Physics. 2017. V. 53. № 5. P. 524–538.
- Blanc E., Farges T., Le Pichon A., Heinrich P. Ten year observations of gravity waves from thunderstorms in western Africa // J. Geophys. Res.: Atmos. 2014. V. 119. P. 6409–6418.

- Hedlin M.A.H., de Groot-Hedlin C.D., Forbes J.M., Drob D.P. Solar terminator waves in surface pressure observations // Geophys. Res. Lett. 2018. V. 45. P. 5213–5219.
- Каллистратова М.А, Петенко И.В. Содарное зондирование атмосферного пограничного слоя: Обзор работ ИФА РАН им. А.М. Обухова // Изв. РАН. ФАО. 2018. Т. 54. № 3. С. 283–300.
- Chunchuzov I., Kulichkov S., Perepelkin V., Ziemann A., Arnold K., Kniffka A. Mesoscale variations in acoustic signals induced by atmospheric gravity waves // J. Acoust. Soc. Am. 2009. V. 125. № 2. P. 651–664.
- Kallistratova M.A., Petenko I.V., Kouznetsov R.D., Kuznetsov D.D., Lyulyukin V.S., Perepelkin V.G. Kelvin-Helmholtz billows in rising morning inversions // Turbulence Atmosphere and Climate Dynamics, IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science. 2019. V. 231.

https://doi.org/10.1088/1755-1315/231/1/012025

- Petenko I.V., Bezverkhnii V.A. Temporal Scales of Convective Coherent Structures Derived from Sodar Data // Meteorology and Atmospheric Physics. 1999. V. 71. P. 105–116.
- Chimonas G. Steps, waves and turbulence in the stably stratified planetary boundary layer // Bound.-Layer Meteorol. 1999. V. 90. P. 397–421.
- Смирнов С.Э. Частотный и временной анализ эффекта восхода солнца в электрическом поле приземного слоя атмосферы // Вестник КРАУНЦ. 2016. Физ.-мат. науки. Т. 4. № 15. С. 86–91.
- 19. Gossard E.E., Hooke W.H. Waves in the Atmosphere, New York: Elsevier, 1975. 456 pp.
- 20. *Lighthill J.* Waves in Fluids. Cambridge: Cambridge University Press. 1978. 504 p.
- 21. *Григорьев Г.И.* Акустико-гравитационные волны в атмосфере земли (обзор) // Изв. вузов. РАДИО-ФИЗИКА. 1999. Т. 42. № 1. С. 3–24.
- Чунчузов И.П., Куличков С.Н. Распространение инфразвуковых волн в анизотропной флуктуирующей атмосфере. М.: ГЕОС, 2020. 260 с.
- Chunchuzov I.P. On a Possible Generation Mechanism for Nonstationary Mountain Waves in the Atmosphere // J. Atm. Sci. 1994. V. 51. № 15. P. 2196–2206.

Wave Disturbances of Atmospheric Pressure and Wind Speed in the Troposphere Associated with the Solar Terminator

I. P. Chunchuzov^{1, *}, S. N. Kulichkov¹, O. E. Popov¹, V. G. Perepelkin¹, D. V. Zaitseva¹, and V. M. Somsikov²

¹Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia ²Al-Farabi Kazakh National University, Al-Farabi ave., 71, Alma-Ata, 050040 Kazakhstan *e-mail: igor.chunchuzov@gmail.com

The main characteristics (coherences, phase velocities, propagation directions, characteristic periods and amplitudes) of wave disturbances in the field of pressure and wind speed in the troposphere caused by the solar terminator (ST) moving relative to the Earth are studied. The coherent analysis of pressure variations measured by infrasound microbarographs of stations IS26 (Germany), IS37 (Norway), IS43 (Russia) making a triangle with the sides about 2000 km in size was used to detect wave disturbances from the ST. With such a large-sized triangle it is possible to isolate acoustic-gravity waves of high coherence with CT azimuths and propagation velocities at the background of much slower internal gravity waves from meteorological fronts. Wind speed and atmospheric pressure fluctuations were measured with sodars and microbarographs located in the Moscow region and composing a small triangle with side lengths from 7 to 60 km. The distributions of the number of signal arrivals over azimuths and horizontal phase speeds are obtained. An explanation is given for the presence of dominant azimuths and phase speeds of internal gravity waves at the small triangle.

Keywords: solar terminator, internal gravity waves, sodars, pressure and wind velocity fluctuations, sunrises and sunsets

УДК 535.2:621.373.826

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ В КОСМОС ПРИ НАЛИЧИИ ОБЛАКОВ ВЕРХНЕГО И СРЕДНЕГО ЯРУСОВ

© 2021 г. В. П. Бусыгин^{*a*, *}, А. С. Гинзбург^{*b*}, И. Ю. Кузьмина^{*c*, **}

^аФГКУ "12 ЦНИИ" Минобороны России, ул. Весенняя, 2Б, Сергиев Посад, Московская область, 141307 Россия ^bИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия ^cAO "Научно-производственная корпорация "Системы прецизионного приборостроения",

> ул. Авиамоторная, 53, Москва, 111024 Россия *E-mail: adikbu@vandex.ru

> > ***E-mail: irkuzmina@bk.ru* Поступила в редакцию 06.04.2021 г. После доработки 26.05.2021 г. Принята к публикации 09.06.2021 г.

Разработаны математические модели атмосферы для лазерной длины волны 0.532 мкм, включающие оптические характеристики кристаллической среды для агрегатных структур ледяных частиц. Выполнены расчеты переноса оптического излучения субнаносекундных лазерных импульсов наземных станций на высокоорбитальные и низкоорбитальные космические аппараты при наличии облаков верхнего и среднего ярусов. Показано, что принципы беззапросной лазерной дальнометрии могут быть реализованы при наличии на небосводе фронтальных перистых, перисто-слоистых и перисто-кучевых облаков, а также высоко-слоистых облаков с установленными ограничениями по оптической толщине.

Ключевые слова: фронтальная облачность, кристаллические облака верхнего и среднего ярусов, лазерная дальнометрия, импульсная характеристика, метод Монте-Карло

DOI: 10.31857/S0002351521050035

введение

В настоящее время практически показана возможность создания и оснащения космических аппаратов (КА) прецизионной аппаратурой, способной измерять время прихода оптических сигналов с погрешностью до десятых долей наносекунды [1]. Тогда при наличии хранителей времени со значениями относительной суточной стабильности частоты порядка 10⁻¹⁴—10⁻¹⁵ можно говорить о синхронизации шкал времени на существенно удаленных друг от друга наземных и космических объектах с субнаносекундными масштабами погрешностей.

Измерения и обработка времен *t* прохождения лазерного импульса от наземной станции до КА в данном случае выполняется наземным и бортовым сегментами беззапросной (односторонней) квантово-оптической системы (БКОС) [1]. Наземная станция излучает субнаносекундные импульсы в направлении на КА и в наземной шкале времени регистрирует моменты их старта. Аппаратура бортового сегмента позволяет с субнаносекундной погрешностью регистрировать момент

прихода импульса в бортовой шкале времени [2]. Данная информация по радиоканалу передается на наземную станшию. где определяется значение времени t. Расстояния, рассчитываемые по данному времени и называемые псевдодальностями [1, 2], обладают погрешностями порядка единиц сантиметров и менее. Наземная станция имеет также дальномерную аппаратуру для определения дальности по времени прихода оптического импульса, отраженного ретрорефлекторной системой КА. Сравнение полученных значений дальности и псевдодальности дает возможность синхронизировать временные шкалы на наземной станции и КА, а также может быть положено в основу синхронизации временных шкал ряда наземных станций.

Выполненный космический эксперимент по прецизионной синхронизации шкал времени на базе группировки наземных БКОС, установленных на лазерных станциях в различных географических зонах территории РФ и на оснащенном бортовым терминалом БКОС КА "ГЛОНАСС-М" [2], показал, что используемые принципы функционирования беззапросных систем дают повод пересмотреть ограничения на допустимые значения параметров трассы распространения излучения. В частности, в эксперименте впервые был обнаружен факт приема лазерных импульсов на борту КА при наличии слоистообразной облачности над территорией расположения наземной лазерной станции (прием лазерных импульсов при разорванной облачности является самостоятельной задачей). Этот результат требует дальнейшего изучения и в случае подтверждения может заметно повысить эффективность функционирования (технологичность) лазерных станций в режиме лазерной дальнометрии.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

С учетом вышесказанного целью данной работы является оценка возможности присутствия определенных типов и форм облачности на небосводе, допускающих прием и определение параметров лазерных импульсов при функционировании БКОС. Работа выполняется методом математического моделирования процессов генерации, распространения и приема лазерного излучения в условиях молекулярно-аэрозольной оптической модели атмосферы при наличии слоистообразных облаков верхнего и среднего ярусов в основном фронтального происхождения.

К задачам, поставленным и решаемым в работе, следует отнести:

 – разработку оптической модели атмосферы, включающей в себя слоистообразные облака верхнего и среднего ярусов и методики расчета переноса лазерного импульса на трассах "земля– космос" на основе метода Монте-Карло;

исследование влияния структуры и параметров выделенных форм облаков на пространственно-временные и энергетические характеристики прямого и рассеянного компонентов лазерного излучения на входе приемной бортовой аппаратуры БКОС при различных углах расходимости исходного импульса и визирования на КА.

Исходные данные в части передачи и приема лазерных импульсов в определенной мере привязаны к характеристикам наземного и бортового сегментов БКОС. Лазерный импульс, излучаемый наземной станцией, расположенной на высоте H_{μ} , характеризуется длиной волны излучения λ , энергией G, длительностью Δ_0 , временной функцией потока F(t), подчиняющегося нормальному закону распределения с модой в центре Δ_0 . Расходимость луча лазера γ может изменяться от единиц угловых секунд до десятков угловых минут; текущие значения углов вылета фотонов в пределах γ распределены нормально относительно оси импульса. Направление визирования на КА (зенитный угол υ) имеет пределы

изменения от нуля (направление в зенит) до 20 и более градусов. Высота источника задается равной 0.3 км, лазерная длина волны излучения $\lambda = 0.532$ мкм, $\Delta_0 = 0.3$ нс.

Бортовой сегмент БКОС, осуществляющий регистрацию лазерных импульсов, может быть расположен на высокоорбитальных или низкоорбитальных КА с высотами 19100 и 400 км соответственно. Поскольку вопросы регистрации лазерных импульсов в работе не затрагиваются, то исследования ограничиваются оценкой плотностей потока на входе приемных устройств.

ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АТМОСФЕРЫ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ЗАДАЧИ

Газовая атмосфера. Объемный показатель молекулярного рассеяния излучения β_м с учетом поправки Кабанна-Кинга на анизотропию молекул [3] на уровне земли для $\lambda = 0.53$ мкм принят равным 1.462×10^{-2} км⁻¹. Используемый вертикальный профиль показателя молекулярного рассеяния β_м рассчитан на основе известных спектральных схем с поправками на более современные модели LOWTRAN, учитывающие высотную стратификацию основных метеоэлементов атмосферы (температуры, давления, концентрации газов) [4, 5]. Значения β_{M} получены для длины волны $\lambda =$ = 0.532 мкм и привязаны к высотам середин атмосферных слоев. Здесь и далее используется стратифицированная модель атмосферы с разбиением по высоте на 17 слоев с верхней границей ("потолком") на уровне 100 км. Релеевская индикатриса рассеяния $\chi_{\rm M}(\mu)$ с учетом факторов анизотропии $p_{\rm a}$ и деполяризации р_л, составляющих соответственно 0.0178 и 0.035, задавалась согласно работе [3].

Аэрозольная атмосфера. Выполненный аналитический обзор проектов, связанных с изучением аэрозоля (WCP, EARLINET, AERONET, пакет расчетных программ ОРАС и др. [4, 6-9]), показывает, что для $\lambda = 0.532$ мкм вертикальные профили показателей ослабления, рассеяния и поглощения на континентальном аэрозоле с наиболее частой высотной сеткой получены в ИОА СО РАН [10]. Высотный диапазон профилей находится в наиболее ответственной зоне изменения высот $0 \le z \le 30$ км. На больших высотах использовалась рекомендуемая экспертами WCP модель из работы [4], включающая в себя данные по фоновому (BSA) и вулканическому (VSA) стратосферным аэрозолям, аэрозолю верхней атмосферы и позволяющая пересчитать значения показателей ослабления σ_a (а также β_a и δ_a) на расчетную длину волны $\lambda = 0.532$ мкм. Данная синтетическая модель профиля из работы [10] с учетом вышеназванного дополнения показана на рис. 1.

Заданные значения показателей ослабления σ_a , рассеяния β_a , поглощения δ_a аэрозоля на уров-



Рис. 1. Высотный ход показателя аэрозольного рассеяния для $\lambda = 0.532$ мкм.

не земли для длины волны $\lambda = 0.53$ мкм и метеорологической дальности видимости $S_{\rm M} = 4$ км составляют соответственно 1.04×10^{-1} , 9.31×10^{-2} и 1.09×10^{-2} км⁻¹. Используемая в расчетах инликатриса рассеяния для $\lambda = 0.532$ мкм получена на основе данных работы [11]. Данная индикатриса соответствует характеристикам частиц континентального аэрозоля, присутствующих в областях тропосферы и стратосферы. На больших высотах $(z \ge 30-40 \text{ км})$ с большой вероятностью могут находиться многослойные частицы фонового космического происхождения, в том числе имеющие твердые металлические ядра. Вид индикатрисы рассеяния для модели мезосферного аэрозоля и длины волны $\lambda = 0.53$ мкм получен в работе [10]. Композиция индикатрис, полученных из работ [10, 11], позволяет моделировать угловое аэрозольное рассеяние с учетом особенностей верхней атмосферы.

Облачная среда. Проанализируем сначала выбор форм и параметров слоистообразной фронтальной облачности, принципиально допускающих прием лазерных импульсов на борту КА. Теплые фронты над своей поверхностью формируют следующие основные формы облаков, ранжированные по высоте сверху вниз [12, 13, 16]:

- перистые облака *Сі*, представляющие собой сплошной (иногда разорванный) слой толщиной $\Delta H \leq 2-3$ км, расположенный под тропопаузой;

- перисто-слоистые облака Cs, представляющие собой сплошную белую пелену толщиной $\Delta H = 0.1 -$ 3 км и высотой нижней границы $H_{\rm Hr} = 6 - 8$ км;

- системы облаков Ci-Cs, представляющие собой самостоятельный слой, высота верхней границы которого близка к тропопаузе;

- перисто-кучевые облака *Сс* - тонкие облака в виде волн, хлопьев или ряби с $H_{\rm HF} = 6-8$ км и толщиной $\Delta H = 0.2 - 0.4$ км;

- высоко-слоистые облака As, имеющие вид матового слоя толщиной $\Delta H \approx 1$ км и высотой основания $H_{\rm HF} = 3-5$ км.

Холодные медленно перемещающиеся фронты в теплом возлухе перед линией фронта образуют преимущественно перисто-слоистые Cs и высокослоистые As формы облаков с вышеприведенными параметрами. Реже наблюдаются облачные слои Сі, Сс и высоко-кучевые облака Ас. В холодных быстро перемещающихся фронтах облака As и Cs отсутствуют. Для всех типов фронтов, вероятность кристаллической фазы для облаков As и Ac не превышает 40 и 7 процентов соответственно [12, 13], поэтому облака Ас далее не рассматриваются.

С учетом общей теории переноса оптического излучения и особенностей задач лазерной локации [14] можно предположить, что прием лазерных импульсов от наземной системы на борту КА при наличии слоистообразной облачности можно осуществлять по крайней мере в двух случаях:

 при наличии слоев облачности, способных пропустить необходимое для решения задачи количество прямого излучения;

 при наличии более плотной облачности с использованием рассеянного излучения, если его амплитудно-временные характеристики будут соответствовать требованиям БКОС к обеспечению субнаносекундной погрешности регистрации моментов прихода импульсов [1, 2].

Для первого случая с учетом вышесказанного из перечисленных форм облаков для дальнейших исследований целесообразно выбрать кристаллические облака перистых форм фронтальной облачности Ci, Cs и Cc. Данные облака состоят в основном из ледяных кристаллов с размерами ~10-1000 мкм. Обычное отсутствие капельной фракции воды и сравнительно низкие концентрации кристаллов делают, перистые облака оптически тонкими, обладающими большой прозрачностью [13, 15, 16]. Оптические толщины перистых форм облачности по данным различных источников изменяются от долей единицы до нескольких единиц, хотя в модельном плане используются значения т до 10 и более единиц [15]. Альбедо однократного рассеяния в облачном веществе $\omega \approx 1$ [13, 15]. Фронтальные облака As также могут пропускать прямое излучение, но в общем случае их оптические толщины могут достигать 10 и более единиц [13]. В табл. 1 представлены варианты форм слоистообразной облачности верхнего и среднего ярусов со значениями геометрических и оптических параметров, перспективных для исследования особенностей переноса лазерного излучения на трассах "земля-космос". В таблице приведены также повторяемости исследуемых форм облачности над различными регионами территории РФ согласно данным работ [12, 13] (без указания

682

Номер варианта	Форма облаков	Па	араметры облак	Вероятность присутствия на	
		$H_{ m hf}$, км	ΔH , км	τ	небосводе, %
1	Ci	9	2	0.2-1	20 30
2	Ci	9	3	2	20-30
3	Cc	7	0.3	1	3-15
4	Cs	7	0.1	0.5	6 10
5	Cs	7	1	3	0-18
6	As	5	1	5	
7	As	5	1	7	4-30
8	As	5	1.5	10	

Таблица 1. Формы и параметры облаков, перспективных для оценки возможности лазерной локации при их присутствии на небосводе

других форм облачности, которые могли наблюдаться одновременно с вышеуказанными).

Исследования оптических характеристик кристаллических облаков верхнего и среднего ярусов активно проводятся наземными и космическими средствами в рамках национальных и международных радиационных и климатических проектов. К наиболее значительным наземным программам следует отнести: International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP), European Cloud and Radiation Experiment (EUCREX), Subsonic Aircraft Contrail and Cloud Effects Special Study (SUCCESS), CRYSTALFACE, Atmospheric Radiation Measurement (ARM) и др. [17, 18]. Отечественные исследования частиц и слоев в кристаллических облаках на протяжении многих лет проводятся в ИОА им. В.Е. Зуева СО РАН [19] и ЦАО Росгидромет [20].

Космические радиометрические системы позволяют с высоким пространственным разрешением получать микрофизические. оптические, спектральные, поляризационные и другие характеристики облаков верхнего яруса. Наиболее известными из них являются Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS), Advanced Along Track Scanning Radiometer (AATSR), Polarization Detecting Environmental Radiometer (POLDER), Advanced Very-High-Resolution Radiometer (AVHRR) [17, 21, 22]. Для измерения и восстановления вертикальных профилей оптических и микрофизических параметров облаков используются данные космических программ на базе лидаров LITE, BALKAN, ESA Earth Explorer, ALADIN [17, 23]. Следует отметить спутник CALIPSO с лидаром CALIOP для наблюдений характеристик облаков на длине волны 0.532 мкм [17, 24].

Анализ полученного экспериментального материала по исследованию ледяных кристаллов облаков верхнего яруса (*Ci*, *Cs*, *Cc*) показал существенное разнообразие их форм и размеров [25, 26], а также способность кристаллов объединяться в устойчивые структуры (агрегаты). В работах [27–29] показано, что в формировании наиболее важной для данной задачи области малых углов рассеяния основная роль принадлежит дифракции излучения. Зависимость вида индикатрис рассеяния от длины волны излучения при разных структурах и эффективных диаметрах $d_{эф\phi}$ ледяных кристаллов, дающих наибольший вклад в ледность облака, изучалась в работах В.А. Ваше et al. [27, 28]. Вид индикатрис χ_0 (µ) для $\lambda = 0.53$ мкм и смешанной структуры (GHM) частиц, содержащей базовую форму (SolidCol) и агрегаты (Aggr-SolidCol), показан на рис. 2.

Для оценки возможности регистрации узконаправленного излучения наземного лазера с минимальным искажением времени прохождения трассы, необходимо знание тонкой угловой структуры функции рассеяния в области первых единиц угловых минут. В табл. 2 представлены значения индикатрис ледяных кристаллов в угловой области рассеяния от нуля до 1 град для эффективных диаметров частиц 70 и 120 мкм, полученные в работе [28]. Из табл. 2 следует, что при изменении θ от нуля до 0.5 град значения индикатрис χ_0 (μ) падают в 650 раз при $d_{эф\phi} = 70$ мкм и почти в 6000 раз – при $d_{эф\phi} = 120$ мкм.

О влиянии ориентации кристаллов на асимметрию рассеяния в области малых углов можно сказать следующее. В реальных кристаллических средах преимущественную ориентацию может приобретать только часть кристаллов, имеющих в основном правильные геометрические формы, что подтверждается полученными экспериментальными и теоретическими результатами [29, 30]. В случае произвольной ориентации частиц в кристаллической среде асимметрии рассеяния относительно направления падающего излучения не отмечается [15]. При используемой модели



Рис. 2. Индикатрисы рассеяния для смешанной структуры ледяных кристаллов. $\lambda = 0.53$ мкм. Сплошные линии $-d_{3\phi\phi} = 10$ мкм, штриховые $-d_{3\phi\phi} = 30$ мкм, штрихпунктирные $-d_{3\phi\phi} = 70$ мкм, пунктирные $-d_{3\phi\phi} = 120$ мкм.

Таблица 2. Малоугловая область индикатрисы рассеяния ледяных кристаллов GHM (смесь) для длины волны $\lambda = 0.53$ мкм при различных эффективных диаметрах $d_{\rm 3dd\phi}$ частиц

Vгол рассеяния θ	Эффективный диаметр частицы,				
гралусы	d _{эфф} , мкм				
традуев	70	120			
0	833300	5633000			
0.01	802000	3834000			
0.02	721 300	2026000			
0.03	617 200	1 111 000			
0.04	511600	659600			
0.05	416500	423800 289300			
0.06	336100				
0.08	217700	151 500			
0.1	142700	86820 3964			
0.3	5760				
0.5	1282	941.20			
0.7	479	372.40			
0.9	234.70	189.60			
1	175.70	144.80			

GHM в силу хаотичности размеров и форм кристаллов эффекты асимметрии рассеяния не учитываются.

Согласно данным работ [9, 18, 20], типовые значения показателей ослабления σ_0 облаков верхнего яруса изменяются в пределах от 0.1 до 1.4 км⁻¹, максимальные значения могут достигать 2.4 км⁻¹. По данным [13], средние значения σ_0 для облаков *Ci* и *Cs* не превосходят 2.5 км⁻¹. Внутри облаков показатель ослабления принимается постоянным.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОРБИТАХ КА ПРИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЛАКАХ

Приведенные выше результаты позволяют разработать математические модели исследуемых форм облаков. Известные подходы к формулировке и решению лидарного уравнения, к расчету бугеровского ослабления светового луча позволяют решить рассматриваемую задачу для прямого излучения с помощью аналитических вычислений [14]. Однако в данном случае алгоритмы расчета прямого излучения входят как составная часть в общую программу расчета пространственно-временных характеристик поля излучения лазерного импульса, реализуемую с помощью метода Монте-Карло, основные положения которого для сферической геометрии земли и импульсных источников света изложены, в частности, в работах [31, 32]. Это существенно упрощает моделирование сложных функций для задания угловых и временных характеристик лазерного импульса, излучаемого наземной станцией, моделирование облаков с учетом их фазовой структуры и высотного хода объемных показателей рассеяния и ослабления, учет сферичности земли и атмосферы для наклонных углов визирования. Так как исследования проводились для лазерной длины волны $\lambda =$ = 0.532 мкм в направлениях зондирования, близких к зениту, газовое поглощение в расчетах не учитывалось. Определяемыми величинами в расчетах являются коэффициенты ослабления Е лазерного излучения и импульсные характеристики J(t), представляющие собой реакцию трассы на б-импульс.

Прямое излучение. В общем случае коэффициент ослабления E на заданном расстоянии от излучателя является функцией оптической толщины облачности, угла визирования на КА, высоты орбиты и расходимости луча лазера. Параметры безоблачной атмосферы, заданные в соответствии со спектральными моделями газовой составляющей и аэрозоля, не изменяются при выполнении расчетов. Оптическая толщина облаков варьируется от 0.2 до 10 единиц, включая в себя диапазон ее возможных значений из перечня оптико-геометрических характеристик выделен-





Рис. 3. Зависимости коэффициента ослабления прямого излучения $E_{\rm np}$ от угла визирования υ (*a*) и расходимости луча лазера γ (*б*) и при прохождении кристаллического облака. $H_{\rm ucr} = 0.3$ км; $H_{\rm op6} = 19100$ км. (a) – $\gamma = 10^{\circ}$; (b) – $\upsilon = 0^{\circ}$. Сплошная линия – безоблачно; штриховая (длинный штрих) – $\tau = 1$; штрихпунктирная – $\tau = 3$; штриховая (короткий штрих) – $\tau = 5$; пунктирная – $\tau = 10$.

ных форм облачности. Вид зависимостей коэффициента ослабления прямого излучения E_{np} от перечисленных параметров показан на рис. 3 и 4.

 $E_{\rm пр}, \, {\rm cm}^{-2}$

1.0E - 10

1.0E-12

Графический материал рис. За показывает что зависимость E_{nb} от τ усиливается с увеличением угла визирования υ и ростом оптической толщины. Так, при $\tau = 10$ изменение угла визирования υ от 0° до 40° приводит к уменьшению $\bar{E_{np}}$ почти в 20 раз. Зависимость Е_{пр} от расходимости луча лазера у наиболее выражена в области малых значений $\gamma \leq 5 - 10$ угловых секунд, что соответствует пространственному распределению плотности фотонов по поверхности условной сферы с центром в излучателе в окрестности КА. Следует сказать также, что при $\upsilon = 0^{\circ}$ для значений оптической толщины облаков 0.2 ≤ τ ≤ 10 размах значений коэффициента ослабления прямого излучения E_{np} составляет около четырех порядков при визировании в область зенита.

Рассеянное излучение. Расчет и анализ коэффициентов ослабления рассеянного излучения $E_{\rm pc}$ лазерного импульса показали, что зависимости $E_{\rm pc}$ от оптических и геометрических параметров задачи существенно отличаются от подобных зависимостей коэффициента ослабления прямого излучения $E_{\rm np}$ (см. рис. 5 и 6).

Из графиков рис. 5 и 6 следует, что в данном случае не сохраняется постоянство отношений $E_{\rm pc}$ для различной расходимости луча с изменением оптической толщины т облаков. На рис. 6 показана зависимость коэффициента $E_{\rm pc}$ от оптической толщины кристаллических облаков, состоящих из смеси частиц с $d_{\rm эф\phi} = 120$ мкм, при различных углах γ . Видно, что коэффициент $E_{\rm pc}$ имеет максимум в области изменения τ от 1 до 3 единиц. Крутизна спада значений $E_{\rm pc}$ после максимума значительно меньше, чем крутизна нарастания.

Подобные расчеты выполнены для KA с высотой орбиты $H_{op6} = 400$ км. Для сохранения приблизительного равенства времен нахождения KA в области свечения лазера диапазон значений расходимости луча γ привязан к высоте 400 км.

Сравнительные значения коэффициентов ослабления прямого и рассеянного излучения лазерного импульса, полученные при различных оптических толщинах кристаллических облаков и расходимости луча γ , приведены в табл. 3. Видно, что для высо-



Рис. 4. Зависимость коэффициента ослабления прямого излучения $E_{\rm пp}$ от оптической толщины кристаллического облака. $H_{\rm ист} = 0.3$ км; $H_{\rm орb} = 19\,100$ км. Сплошная линия – угол визирования $\upsilon = 0^{\circ}$; штриховая – $\upsilon = 30^{\circ}$; штрихпунктирная – $\upsilon = 45^{\circ}$. Толстые линии – угол расходимости луча лазера – $\gamma = 10^{\circ}$; тонкие – $\gamma = 10^{\circ}$.

том 57 № 6 2021



Рис. 5. Зависимости коэффициента ослабления рассеянного излучения E_{pc} от угла визирования υ (*a*) и расходимости луча лазера γ (*б*). Модель кристаллических частиц GHM с $d_{3\phi\phi} = 120$ мкм; $H_{ucr} = 0.3$ км; $H_{op6} = 19100$ км. (a) – $\gamma = 10$ "; (б) – $\upsilon = 0^{\circ}$. Сплошная линия – безоблачно; штриховая линия (длинный штрих) – $\tau = 1$; штрихпунктирная – $\tau = 3$; штриховая (короткий штрих) – $\tau = 5$; пунктирная – $\tau = 10$.



Рис. 6. Зависимость коэффициента ослабления рассеянного излучения $E_{\rm pc}$ от оптической толщины кристаллического облака. $H_{\rm ucr} = 0.3$ км; $H_{\rm op6} = 19\,100$ км; модель частиц GHM с $d_{\rm эф\phi} = 120$ мкм. (а) – $\gamma = 10$ ''; (б) – $\gamma = 10$ '. Сплошная линия – угол визирования $\upsilon = 0^{\circ}$; штриховая – $\upsilon = 30^{\circ}$; штрихпунктирная – $\upsilon = 45^{\circ}$.

коорбитальных КА коэффициент $E_{\rm pc}$ не превосходит коэффициент ослабления $E_{\rm np}$ при углах $\gamma \le 1'$ и оптических толщинах $\tau \le 10$ единиц (при $\gamma = 1'$ доля рассеянного излучения может составлять около 40% от прямого). Для низкоорбитальных КА коэффициент $E_{\rm pc}$ практически сравнивается по величине с $E_{\rm np}$ при $\gamma = 10'$ и оптических толщинах $\tau \approx 1$ и превосходит $E_{\rm np}$ почти на порядок при $\tau = 7$. С увеличением угла γ до 30' превосходство $E_{\rm pc}$ над $E_{\rm np}$ наблюдается на всем рассматриваемом диапазоне $\tau > 1$.

Для обоснования возможности использования рассеянного излучения в процедурах локации БКОС требуется установить временное смещение рассеянного сигнала относительно исходного импульса. Поэтому в данном случае важными физическими величинами являются импульсные характеристики трасс распространения фотонов, определяющие степень "размытия" импульса во времени. Вид рассчитанных импульсных характеристик для различных оптических толщин и индикатрис рассеяния кристаллических облаков показан на рис. 7.

СИГНАЛЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОРБИТАХ КА ПРИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЛАКАХ

Сигнал лазерного излучения на орбите КА понимается как функция плотности потока оптического излучения от времени $\Phi(t)$, Вт см⁻². Для



Рис. 7. Нормированные импульсные характеристики трассы распространения лазерного излучения при кристаллических облаках. $H_{\text{ист}} = 0.3 \text{ км}; \upsilon = 0^{\circ}. (a) - \gamma = 10^{\circ}, модель частиц GHM с <math>d_{3\varphi\varphi} = 120 \text{ мкм}, сплошная линия - \tau = 0.2; штри-ховая (длинный штрих) - \tau = 3; штрихпунктирная - \tau = 5; штриховая (короткий штрих) - \tau = 7; пунктирная - \tau = 10; (б) - \gamma = 30', остальное то же самое; (в) - <math>\gamma = 10', \tau = 3$, модели частиц GHM с $d_{3\varphi\varphi} = 120 \text{ мкм}$ (сплошная линия) и с $d_{3\varphi\varphi} = 70 \text{ мкм}$ (пунктирная).

прямого излучения плотность потока $\Phi_{np}(t)$ связана с коэффициентом ослабления E_{np} линейным соотношением, а сигнал рассеянного излучения рассчитывается с применением аппарата математической свертки

$$\Phi_{pc}(t) = \int_{0}^{t} F(t-t')J(t')dt'.$$
 (1)

При расчетах $\Phi(t)$ энергия лазерного импульса задается типовым для систем лазерной локации

Таблица 3. Сравнительный вид коэффициентов ослабления прямого и рассеянного излучения лазерного импульса на различных высотах орбит. $H_{\rm ucr} = 0.3$ км. $\upsilon = 0^{\circ}$. Модель частиц GHM с $d_{\rm эф\phi} = 120$ мкм

Опт. толщина, т	Коэффициенты ослабления, см ⁻²	Расходимость луча, ү					
		Высота орбиты 19100 км			Высота орбиты 400 км		
		2"	10"	1'	1'	10'	30'
0.2	E _{np}	4.71×10^{-9}	1.89×10^{-10}	5.24×10^{-12}	1.20×10^{-8}	1.20×10^{-10}	1.33×10^{-11}
	$E_{ m pc}$	1.34×10^{-14}	1.34×10^{-14}	1.33×10^{-14}	3.07×10^{-11}	9.16×10^{-12}	1.53×10^{-12}
1	E _{np}	2.12×10^{-9}	8.47×10^{-11}	2.35×10^{-12}	5.37×10^{-9}	5.37×10^{-11}	5.97×10^{-12}
	$E_{\rm pc}$	3.22×10^{-14}	3.22×10^{-14}	3.21×10^{-14}	7.35×10^{-11}	2.28×10^{-11}	4.00×10^{-12}
3	E _{np}	2.87×10^{-10}	1.15×10^{-11}	3.18×10^{-13}	7.27×10^{-10}	7.27×10^{-12}	8.08×10^{-13}
	$E_{\rm pc}$	1.56×10^{-14}	1.56×10^{-14}	1.54×10^{-14}	3.57×10^{-11}	1.22×10^{-11}	2.47×10^{-12}
5	E _{np}	3.88×10^{-11}	1.55×10^{-12}	4.31×10^{-14}	9.84×10^{-11}	9.84×10^{-13}	1.09×10^{-13}
	$E_{\rm pc}$	4.32×10^{-15}	4.32×10^{-15}	4.29×10^{-15}	9.86×10^{-12}	3.77×10^{-12}	8.98×10^{-13}
7	$E_{\rm np}$	5.25×10^{-12}	2.10×10^{-13}	5.83×10^{-15}	1.33×10^{-11}	1.33×10^{-13}	1.48×10^{-14}
	$E_{\rm pc}$	1.03×10^{-15}	1.03×10^{-15}	1.02×10^{-15}	2.35×10^{-12}	1.02×10^{-12}	2.85×10^{-13}
10	E _{np}	2.61×10^{-13}	1.05×10^{-14}	2.90×10^{-16}	6.63×10^{-13}	6.63×10^{-15}	7.37×10^{-16}
	E _{pc}	1.12×10^{-16}	1.12×10^{-16}	1.11×10^{-16}	2.54×10^{-13}	1.34×10^{-13}	4.72×10^{-14}

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 6 2021



Рис. 8. Плотности потока прямого (а), рассеянного (б) и суммарного (в) излучений лазерного импульса на орбите КА с высотой $H_{\rm op6} = 19100$ км. G = 2 мДж; $\Delta_0 = 0.3$ нс; $H_{\rm ист} = 0.3$ км; $\upsilon = 0^{\circ}$. $\gamma = 10^{\circ}$. Модель частиц GHM с $d_{3\Phi\Phi} = 120$ мкм. Пунктирная линия – $\tau = 0.2$; сплошная линия – $\tau = 1$; штриховая – $\tau = 3$; штрихпунктирная – $\tau = 5$.

значением G = 2 мДж. Вид полученных сигналов в зависимости от оптической толщины τ и угла расходимости γ показан на рис. 8–9.

Анализируя зависимости на рис. 8—9 совместно с данными табл. 1, определим значения плотностей потоков на момент максимума сигналов лазерного излучения на входе бортовой приемной аппаратуры БКОС, соответствующие характеристикам выбранных форм и параметров облаков. Результаты анализа представлены в табл. 4.

Сравнение уровней плотностей потока суммарного излучения Ф для безоблачной атмосферы и перистых форм облаков, приведенных в таблице 3, показывает, что отношения указанных величин не превосходят 20 раз. При высокослоистых облаках с оптическими толщинами 5-10 единиц и малой расходимостью луча лазера у (высокие орбиты) эти отношения практически совпадают с бугеровским ослаблением $e^{-\tau}$, изменяющимся от $6.7 \cdot 10^{-3}$ до 4.5 · 10⁻⁵ для рассматриваемых условий. При значениях $\gamma = 10' - 30'$ (низкие орбиты) эти отношения в существенной степени определяются рассеянным компонентом излучения и составляют 3·10⁻²-3·10⁻³ долей единицы. Обращаясь к данным рис. 9, следует также отметить тенденцию снижения плотности потока рассеянного излучения лазерного импульса на входе приемной аппаратуры с уменьшением эффективного диаметра частиц. Так, при уменьшении d_{ipp} от 120 до 70 мкм отношения соответствующих плотностей потока составляют приблизительно 6.3–6.6 при $\gamma = 10$ " и

1.6–2 — при γ = 30' и слабо зависят от оптической толщины облака.

Для того, чтобы рекомендовать для использования в решаемой залаче рассеянный компонент излучения, помимо энергетической составляющей, необходимо, как было сказано ранее, установить условия, при которых временной сдвиг сигнала не выходит из субнаносекундной области. Из графического материала рис. 9 следует, что рассчитанные значения сдвига времен максимума рассеянного излучения относительно исходного импульса составляют порядка (3–3.5) × 10⁻¹¹ с, если задана мо-дель частиц GHM с $d_{_{9}\phi\phi}$ = 120 мкм. Если диаметр $d_{_{9}\phi\phi}$ положить равным 70 мкм [28] (см. также табл. 2), то сдвиг времен максимума увеличивается, но не превышает 5 × 10^{-11} с. В обоих случаях сдвиг максимума составляет сотые доли наносекунды, что свидетельствует о возможности использования в процедурах БКОС рассеянного компонента лазерного излучения при перечисленных формах и параметрах кристаллических облаков верхнего и среднего ярусов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предварительный анализ оптико-геометрических характеристик облачности показал, что требованиям к передаче и приему лазерных импульсов с наземных станций на КА могут удовлетворять фронтальные облака верхнего яруса, а также облака среднего яруса с определенными

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ



Рис. 9. Плотности потока прямого (а, г), рассеянного (б, д) и суммарного (в, е) излучений лазерного импульса на орбите КА с высотой $H_{\rm op6} = 400$ км. G = 2 мДж; $\Delta_0 = 0.3$ нс; $H_{\rm ucr} = 0.3$ км; $\upsilon = 0^\circ$; $\gamma = 30'$. Вверху – модель частиц GHM с $d_{\rm spq\phi} = 120$ мкм, внизу – с $d_{\rm spq\phi} = 70$ мкм. Сплошная линия – $\tau = 1$; штриховая (длинный штрих) – $\tau = 3$; штрихпунктирная – $\tau = 5$; штриховая (короткий штрих) – $\tau = 7$; пунктирная – $\tau = 10$.

ограничениями по оптической толщине. Для проведения уточняющих расчетов выбрано семь вариантов типовых сочетаний форм и параметров перистых, перисто-кучевых, перисто-слоистых и высоко-слоистых облаков. Расчеты выполнялись методом Монте-Карло, позволяющим исследовать пространственно-временные и энергетические характеристики полей лазерного излучения на орбитах КА с соответствующими моделями функций источника, среды и условий приема сигналов. Для реализации метода разработаны оптические модели безоблачной атмосферы и выбранных форм кристаллических облаков, алгоритмы переноса прямого и рассеян-

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 6 2021

Вариант модели	Форма облаков	Оптическая толщина облаков, т	Высота орбиты КА <i>H</i> _{орб} = 19100 км		Высота орбиты КА <i>H</i> _{орб} = 400 км	
			$\gamma = 2$ "	$\gamma = 10$ "	$\gamma = 10'$	$\gamma = 30'$
	Безобл.	0	3.60×10^{-2}	1.44×10^{-3}	9.12×10^{-4}	1.01×10^{-4}
1	Ci	0.5	2.19×10^{-2}	8.74×10^{-4}	6.62×10^{-4}	7.99×10^{-5}
2	Ci	2	4.88×10^{-3}	1.95×10^{-4}	2.43×10^{-4}	3.57×10^{-5}
3	Сс	1	1.33×10^{-2}	5.30×10^{-4}	4.78×10^{-4}	6.17×10^{-5}
4	Cs	1	1.33×10^{-2}	5.30×10^{-4}	4.78×10^{-4}	6.17×10^{-5}
5	Cs	3	1.79×10^{-3}	7.17×10^{-5}	1.22×10^{-4}	2.01×10^{-5}
6	As	5	2.43×10^{-4}	9.70×10^{-6}	2.97×10^{-5}	6.07×10^{-6}
7	As	7	3.29×10^{-5}	1.31×10^{-6}	7.19×10^{-6}	1.69×10^{-6}
8	As	10	1.64×10^{-6}	6.59×10^{-8}	8.71×10^{-7}	2.92×10^{-7}

Таблица 4. Амплитуды сигналов суммарного излучения лазерного импульса (Вт см⁻²) на входе приемной аппаратуры. $\upsilon = 0^\circ$; G = 2 мДж. Модель частиц GHM с $d_{abb} = 120$ мкм

ного излучения, пакет расчетных программ на базе алгоритмического языка ФОРТРАН и пакет обрабатывающих программ на базе MAPLE и редактора электронных таблиц Microsoft Excel.

Полученные результаты расчетов содержат необходимые сведения для оценки целесообразности проведения сеансов односторонней лазерной локации высокоорбитальных и низкоорбитальных КА при наличии на небосводе облаков верхнего яруса и слоистых облаков среднего яруса с оптическими толщинами до 5–7 единиц. Ниже приведены несколько конкретных выводов по работе:

– увеличение зенитного угла визирования υ от нуля до 20° — 30° приводит к снижению плотностей потока Φ оптического излучения лазерных импульсов на входе бортовой приемной аппаратуры БКОС высокоорбитальных и низкоорбитальных КА не более чем в 1.5—2 раза при рассматриваемых диапазонах изменения расходимости луча лазера и оптической толщины кристаллических облаков;

 сравнение амплитуд оптических сигналов прямого излучения при безоблачной атмосфере и при перистых формах облаков для высокоорбитальных КА и расходимости луча үот 2" до 10" показывает, что их отношения не превосходят 20 раз;

– отношение плотностей потока прямого излучения Φ_{np} лазерных импульсов на орбите КА с высотой $H_{op6} = 19\,100$ км при углах γ , равных 2" и 10", остается постоянным при всех рассматриваемых значениях оптической толщины τ . Отношение плотностей потока Φ суммарного излучения лазерных импульсов на орбите КА с высотой $H_{op6} =$ = 400 км при $d_{эф\phi} = 120$ мкм и увеличении γ от 10' до 30' зависит от τ и снижается с 8.3 до 3 при вариациях τ от 0.5 до 10 единиц; — амплитуды сигналов рассеянного (суммарного) излучения на орбите КА с высотой $H_{op6} =$ 400 км при расходимости луча лазера $\gamma = 30'$ превосходят амплитуды соответствующих сигналов прямого излучения, начиная с оптических толщин $\tau \ge 3$ единиц при $d_{addb} \ge 70$ мкм;

– сдвиг времени максимума оптических сигналов рассеянного излучения на орбите КА с высотой $H_{\rm op6} = 400$ км при расходимости луча $\gamma = 30'$ относительно исходного импульса составляет порядка $(3-3.5) \times 10^{-11}$ с при модели частиц с $d_{\rm эф\phi} = 120$ мкм и не превышает 5×10^{-11} с – при $d_{\rm эф\phi} = 70$ мкм;

 учитывая, что вероятность присутствия на небосводе кристаллических облаков для территорий РФ достигает 20–30%, возможность проведения односторонней локации КА в их присутствии может существенно повысить эффективность использования наземных лазерных станций.

Перспективные исследования в данном направлении могу быть связаны с уточнением моделей индикатрис рассеяния в области первых угловых секунд, учетом преимущественной ориентации частиц и смешанной микроструктуры облаков.

Благодарности. Авторы выражают глубокую признательность рецензенту за конструктивные рекомендации, позволившие существенно улучшить текст работы. Авторы выражают искреннюю благодарность В.Д. Шаргородскому за предложение темы исследований и ценные консультации в процессе работы, Т.Б. Журавлевой за помощь в получении данных по функциям рассеяния и полезные обсуждения при постановке задачи, Л.В. Добровольской за помощь в обработке расчетных материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Садовников М.А., Сумерин В.В., Шаргородский В.Д. Односторонняя лазерная дальнометрия и ее применение в задачах повышения точности частотновременного обеспечения ГЛОНАСС // International Technical Workshop WPLTN-2012. Санкт-Петербург, Россия, 2012.
- 2. Жабин А.С., Набокин П.И. Методы достижения субнаносекунлной точности измерений интервалов времени в бортовом терминале односторонней лазерной дальномерной системы // Электромагнитные волны и электронные системы. 2013. Т. 18. C. 39-42.
- 3. Мак-Картни Э. Оптика атмосферы. М.: Мир, 1979. 422 c.
- 4. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation // World Climate Research Program (WSP), WSP-112, WMO/TD. 1986. № 24. 60 p.
- 5. Kneizys F.X., Robertson D.S., Abreu L.W., Acharya P., Anderson G.P., Rothman L.S., Chetwynd J.H., Selby J.E.A., Shetle E.P., Gallery W.O., Berk A., Clough S.A., Bernstein L.S. The MODTRAN 2/3 report and LOWTRAN 7 model Phillips Laboratory. Geophysics Directorate. 1996. 260 p.
- 6. Ansmann A., Tesche M., Groß S., Freudenthaler V., Seifert P., Hiebsch A., Schmidt J. The 16 April 2010 major volcanic ash plume over central Europe: EARLINET lidar and AERONET photometer observations at Leipzig and Munich, Germany // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. 13810.
- 7. Gérard B., Déuze J.L., Herman M., Kaufman Y.J., Lallart P., Oudard C., Remer, B. Roger L. A., Six B., Tanré D. Comparisons between POLDER 2 and MODIS/Terra aerosol retrievals over ocean // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. P. 24211.
- 8. Meeting of JSC experts on aerosols and climate. World Climate Research Program (WCP). 1981. 12 p.
- 9. Hess M., Koepke P., Schult I. Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC // Article in Bulletin of the American Meteorological Society. 1998. V. 79. P. 831-844
- 10. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптические модели атмосферного аэрозоля. Томск: Изд-во СО АН СССР, 1986, 294 c.
- 11. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 166 с.
- 12. Зверев А.С. Синоптическая метеорология. Л.: Гидрометеоиздат, 1977. 712 с.
- 13. Облака и облачная атмосфера. Справочник под ред. Мазина И.П. и Хргиана А.Х. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 648 с.
- 14. Лазерный контроль атмосферы. Под ред. Хинкли Э.Д. М.: Мир, 1979. 416 с.
- 15. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 200 с.
- 16. Фейгельсон Е.М. Лучистый теплообмен и облака. Л.: Гидрометеоиздат, 1970. 230 с.
- 17. Руководство по приборам и методам наблюдений. BMO, 2018.
- 18. Baum B.A., Kratz D.P., Yang P. Remote sensing of cloud properties using MODIS airborne simulator imagery

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА

during SUCCESS 1. Data and models // J. Geophys. 2000. V. 105. P.11767-11780.

- 19. Konoshonkin A.V., Borovoi A.G., Kustova N.V., Okamoto H., Förstner J. Light scattering by ice crystals of cirrus clouds: from exact numerical methods to physical- optics approximation // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2017. V. 195. P. 132-140.
- 20. Кравец Л.В., Маринушкин В.Н., Смирнов Н.Д. Исследование характеристик перистой облачности наземным лидаром. В сборнике "Радиационные свойства перистых облаков. Под ред. Фейгельсон Е.М. М.: Наука, 1989. 223 с.
- 21. Yang P., Gao B.-C., Baum B.A., Wiscombe W., Hu Y., Nasiri S.L. Sensitivity of cirrus bidirectional reflectance in MODIS bands to vertical inhomogeneity of ice crystal habits and size distributions // J. Geophys. 2001. V. 106. P. 17267-17291.
- 22. Platnick S., King M.D., Ackerman S., Menzel W.P., Baum B.A., Riedi J. et al. The MODIS cloud products: algorithms and examples from Terra // IEEE Trans Geosci. Remote Sens. 2003. V. 4. P. 459-473.
- 23. Winker D.M., Couch R.H., McCormick M.P. An overview of LITE: NASA's Lidarinspace Technology Experiment I // Proc. IEEE. 1996. V. 84. P. 164-180.
- 24. Winker D.M., Pelon J., McCormick M.P. The CALIPSO mission: Spaceborne lidar for observation of aerosols and clouds //Proc. SPIE. 2003. V. 4893. P. 1-11.
- 25. Baran A. On the remote sensing and radiative properties of cirrus. All content following this page was uploaded by Anthony J. Baran on 17 May 2014. P. 59-95.
- 26. Yang P., Bi L., Baum B.A., Liou K.N., Kattawar G.W., Mishchenko M.I., Cole B. Spectrally Consistent Scattering, Absorption, and Polarization Properties of Atmospheric Ice Crystals at Wavelengths from 0.2 to 100 pm // J. Atmos. Sci. 2013. V. 70. P. 330-347.
- 27. Baran A., Havemann S. The dependence of retrieved cirrus ice-crystal effective dimension on assumed ice crystal geometry and size-distribution function at solar wavelengths // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2004. V. 130. P. 2153-2167.
- 28. Baum B., Yang P., Heymsfield A., Bansemer A., Cole B., Merrelli A., Schmitt C., Wang C. Ice cloud single-scattering property models with the full phase matrix at wavelengths from 0.2 to 100 mm // J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2014. V. 146. P. 123–139.
- 29. Петрушин А.Г. Интенсивность излучения. рассеянного под малыми углами ориентированными ледяными кристаллами // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1987. Т. 23. № 5. С. 546-548.
- 30. Журавлева Т.Б. Имитационное моделирование полей яркости солнечной радиации в присутствии оптически анизотропной кристаллической облачности: алгоритм и результаты тестирования // Оптика атмосферы и океана. 2020. Т. 33. № 12. Р. 937-943.
- 31. Токарев И.А., Рыбин И.А., Бусыгин В.П. и др. Характеристики оптического излучения болидов в условиях облачности // Инженерная физика. 2020. № 7. C. 3-15.
- 32. Бусыгин В.П., Краснокутская Л.Д., Кузьмина И.Ю. Перенос оптического излучения подоблачных молний в космос // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 5. С. 85-93.

2021 том 57 Nº 6

БУСЫГИН и др.

Transfer of Laser Pulses Through the Atmosphere into Space in the Presence of Clouds of the Upper and Middle Tiers

V. P. Busygin^{1, *}, A. S. Ginzburg², and I. Yu. Kuzmina^{3, **}

¹12 CRI Ministry of Defense of the Russian Federation, Vesennyaya str., 2B, Sergiev Posad, Moscow Region, 141307 Russia ²Obukhov Institute of Atmospheric Physics Russian Academy of Science, Pyzhevsky lane, 3, Moscow, 119017 Russia ³Joint stock Company "Research and production Corporation "Precision Systems and Instruments", Aviamotornaya str., 53, Moscow, 111024 Russia

*e-mail: adikbu@vandex.ru

**e-mail: irkuzmina@bk.ru

Mathematical models of the atmosphere have been developed for a laser wavelength of $0.532 \,\mu$ m, including the optical characteristics of crystalline environment for aggregate structures of ice particles. Calculations of the optical radiation transfer from subnanosecond laser pulses of ground stations to high-orbit and low-orbit spacecraft in the presence of upper and middle tiers clouds are performed. It is shown that the principles of no-demand (one-way) laser ranging can be implemented in the presence of frontal cirrus, cirrus-stratus and cirrus-cumulus clouds, as well as altostratus clouds in the sky with established limitations on the optical thickness.

Keywords: frontal cloudiness, crystalline clouds of the upper and middle tiers, laser ranging, impulse response, Monte Carlo method

УДК 551.513.22

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ АДВЕКТИВНОГО ПОТОКА ТЕПЛА В ТРОПОСФЕРЕ НАД ТИХИМ И АТЛАНТИЧЕСКИМ ОКЕАНАМИ В СЕВЕРНОМ ПОЛУШАРИИ ЗА 1979–2018 гг.

© 2021 г. Е. И. Морару^{а,} *, С. В. Логинов^а, Е. В. Харюткина^а

^аИнститут мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, просп. Академический, 10/3, Томск, 634055 Россия *e-mail: MoraruEI@yandex.ru Поступила в редакцию 26.04.2021 г. После доработки 02.06.2021 г. Принята к публикации 09.06.2021 г.

В работе по данным реанализа проводится исследование пространственно-временной изменчивости адвективного теплопереноса в атмосфере над океанами в Северном полушарии за период 1979–2018 гг. Максимальное увеличение интенсивности адвективного теплопереноса в начале XXI в. наблюдается в слое тропосферы 850–500 гПа в районах Тихого океана на их северной и южной границах. Получено, что области интенсивного выноса и притока тепла располагаются вблизи границ меридиональных ячеек циркуляции – в субтропических и субполярных круговоротах океанов соответственно. Межгодовая изменчивость теплопереноса в обоих океанах, как правило, обусловлена влиянием процессов атмосферной циркуляции. Изменение характеристик переноса внутри выявленных районов, в которых наблюдается дисбаланс адвекции тепла, позволяет говорить о возможном влиянии выноса тепла из этих регионов на возникновение аномалий температуры воздуха на прилегающих территориях.

Ключевые слова: адвективный перенос тепла, бокс-моделирование, ячейки меридиональной циркуляции, индексы атмосферной циркуляции, центры действия атмосферы, Северное полушарие

DOI: 10.31857/S0002351521050114

1. ВВЕДЕНИЕ

В климатической системе около 90% избыточного тепла поглощается океаном, а остальные 10% расходуются на нагревание поверхности суши и атмосферы [1]. Поглощенное океаном тепло распределяется неравномерно, вследствие чего формируются области повышенного теплообмена, которые часто определяются как источники тепла [2, 3]. Как правило, эти области расположены в западных частях Тихого и Атлантического океанов.

В изменчивости процессов тепло- и влагообмена важную роль играет атмосферная циркуляция, в частности, адвекция воздушных масс (зональная и меридиональная), которая осуществляет межширотный обмен теплом и влагой, а также их перенос между океаном и материком. В начале и в конце XX в. преобладала меридиональная циркуляция, а между этими интервалами — зональная [4]. В некоторых случаях степень вклада адвекции в изменение характеристик климата на континентах может достигать 50% [5]. В ряде исследований получение оценок адвекции основано на расчете полного изменения температуры [2]. Однако, помимо адвективного фактора, значительное влияние на эти изменения оказывают радиационный, конвективный и другие. Вследствие этого, определить непосредственный вклад адвекции в изменения температуры не всегда представляется возможным. В этом случае требуется учитывать дополнительные параметры и условия [6, 7]. Вычисление оценки потока по уравнению адвекции [8] позволяет определить как полное изменение теплосодержания атмосферы, так и изменения, связанные с горизонтальными и вертикальными составляющими теплопереноса. Выявление отдельных районов, где наблюдается дисбаланс адвективных потоков в атмосфере, позволяет определить области, вынос тепла из которых способствует возникновению значимых аномалий температуры как в самих районах, так и на прилегающих территориях.

Целью исследования является оценка пространственно-временной изменчивости адвективного теплопереноса в атмосфере над Тихим и Атлантическим океанами за период 1979–2018 гг.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Исследование пространственно-временной изменчивости теплопереноса в атмосфере над океанами в Северном полушарии проводилось по срочным данным реанализа ERA-Interim с разрешением 1.125° × 1.125° за 1979–2018 гг. Были выбраны слои атмосферы 1000–850 гПа (далее "нижняя тропосфера"), который характеризуется сильным влиянием подстилающей поверхности, и 850– 500 гПа (далее "средняя тропосфера"), где воздействие поверхности выражено слабее. Кроме того, в средних широтах в диапазоне 700–500 гПа проходит ведущий поток.

Для расчета адвективных потоков тепла применялся метод бокс-моделирования, в котором атмосфера делится на однородные боксы, обменивающиеся между собой теплом [9–11]. Размеры боксов (7 × 15 узлов реанализа) выбирались с учетом того, что сочетание 3–5 боксов соответствовало размерам районов, важных с точки зрения циркуляции.

На каждой границе бокса рассчитывались приток/вынос теплой воздушной массы (ВМ) и приток/вынос холодной ВМ, в зависимости от направления вектора скорости ветра и градиента температуры воздуха. Так, например, для входя-

щего потока (Q^{in}) через западную и восточную границы необходимо выполнение условий u > 0 и u < 0 соответственно, где u — зональная составляющая скорости ветра. Для выходящего потока

 $(Q^{out}) - u < 0$ и u > 0 соответственно. Выражение для потока теплой ВМ, приходящей на западную границу бокса, записывается как:

$$Q^{in}(\lambda, p) = \int_{\substack{\varphi_1\\u>0\\ \Delta, T < 0}}^{\varphi_2} Q_{adv}(\lambda, \varphi, p) d\varphi, \qquad (1)$$

где λ – долгота, ϕ – широта, *p* –давление на изобарической высоте, $\Delta_u T$ – зональная составляющая изменения температуры воздуха.

Учитывая меридиональную составляющую скорости ветра (v > 0 — направление на север), рассчитывался перенос ВМ через южную и северную границы. Вертикальные потоки вычислялись, учитывая значение вертикальной составляющей скорости ветра (ω).

Суммарный адвективный теплоперенос (q^{in} – входящий поток и q^{out} – выходящий поток) рассчитывался как сумма потоков холодной ВМ и теплой ВМ со всех границ районов. По соотношению разности выходящего и входящего потоков

 $(\Delta Q_{adv} = q^{out} - q^{in})$ выделялись две группы районов: 1) $\Delta Q_{adv} < 0$ – области конвергенции теплопереноса (далее "области конвергенции" или области притока тепла); 2) $\Delta Q_{adv} > 0$ – области дивергенции теплопереноса (далее "области дивергенции" или области выноса тепла). Также учитывался вертикальный перенос ВМ, где для нисходящего потока $\Delta Q_{conv} > 0$, а для восходящего – $\Delta Q_{conv} < 0$.

Поскольку расстояние (в км) между узлами сетки реанализа в низких широтах больше, чем в высоких, для сравнения временной изменчивости в выбранных районах оценки потоков приводились к единице площади.

Для выделения ячеек атмосферной циркуляции использовалась величина функции тока, методика расчета которой описана в [12].

Для получения данных о временном ходе ведущих климатических мод использовался архив NOAA: https://psl.noaa.gov/data/climateindices/list/.

Оценка их доли в изменчивости адвективных потоков тепла проводилась с помощью коэффициента детерминации (квадрат коэффициента корреляции (R^2)) и дисперсии потока. Для оценки связи изменчивости адвективных потоков и выбранных климатических мод был рассчитан квадрат коэффициента когерентности ($\kappa_{12}^2(f)$), позволяющий оценивать силу связи на масштабах колебаний от нескольких лет до десятилетий. Оценки значимости рассчитанных величин проверялись по состоятельности нулевых гипотез ($\alpha = 0.05$) [13].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Оценка характеристик адвективного переноса воздушных масс

Анализ результатов показал, что области максимального адвективного теплопереноса в тропосфере за период 1979-2018 гг. зимой располагаются севернее 30° с.ш. в районах течений Атлантического и Тихого океанов: Гольфстрим, Канарское, Северо-Атлантическое, Куросио, Северо-Тихоокеанское (рис. 1а, 1б). В целом, оценки пространственного распределения адвекции тепла в нижней и средней тропосфере подобны, за исключением того, что у поверхности земли в тропических широтах v северо-западных берегов Африки и Северной Америки выделяются области интенсивной адвекции, которые не наблюдаются на высоте (рис. 1а, 1б). Изменчивость адвективных потоков может быть связана с расположением ячеек меридиональной циркуляции и центров действия атмосферы (ЦДА). Далее оценки приводятся для зимы, поскольку в остальные сезоны расположе-



Рис. 1. Пространственное распределение за 1979–2018 гг. зимой: q^{out} (а, б), ΔQ_{adv} (в, г), ΔQ_{conv} (д, е), u (ж, з), v (и, к) слоях 1000–850 гПа (левая панель) и 850–500 гПа (правая панель), а также схема расположения областей адвективного теплопереноса (л): области конвергенции и дивергенции в Северной Атлантике (1 и 2 соответственно) и в Тихом океане (3 и 4 соответственно).

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 6 2021

ние выявленных областей отличается незначительно.

Построение карт пространственного распределения ΔQ_{adv} и ΔQ_{conv} (рис. 1в–1е) позволило выявить области конвергенции и дивергенции, а карт *и* и *v* (рис. 1ж–1к) – выделить зоны между восточным и западным переносом [14], которые соответствуют среднему многолетнему положению условных границ ячеек циркуляции: между ячейками Хэдли и Ферреля (прерывистая линия) и между ячейкой Ферреля и полярной (сплошная линия). На границах ячеек располагаются постоянные ЦДА [15].

Зимой с 1979 по 2018 г. в нижней и средней тропосфере области дивергенции располагались между 30° и 50° с.ш. (рис. 1в, 1г). Пространственное распределение этих областей подобно распределению областей интенсивной адвекции в исследуемых слоях (рис. 1а, 16). Области максимального выноса тепла располагаются в субтропических круговоротах Тихого и Атлантического океанов с максимальными градиентами u и v (рис. 1ж–1к). Здесь преобладают нисходящие потоки тепла (рис. 1д, 1е), что связано с расположением районов вблизи границ ячеек Хэдли и Ферреля.

Области конвергенции адвективного переноса тепла расположены на севере субполярных круговоротов Атлантического и Тихого океанов (рис. 1в, 1г). Восходящие движения в этих областях также связаны с их расположением вблизи границ ячеек (Ферреля и полярная) и центров действия атмосферы (Исландский и Алеутский минимумы) (рис. 1д, 1е).

В слое 850–500 гПа в районах Канарских островов и северного побережья Аляски происходит смена знака ΔQ_{adv} , что связано со смещением высотной оси антициклонических ЦДА: Азорского – на северо-запад на ~3° по широте и ~5° по долготе, и Арктического – на северо-восток на ~1° по широте и на ~1.5° по долготе.

В Северном Ледовитом океане величина адвективного теплопереноса в несколько раз меньше, чем в Тихом и Атлантическом. Поэтому далее было выбрано четыре района (рис. 1л). При сравнении ΔQ_{adv} за два интервала 1979—1998 и 1999— 2018 гг. (рис. 2а, 2б) получено, что зимой во всех районах, за исключением района № 1 (где изменения незначимы), в начале XXI в., по сравнению с концом ХХ в., наблюдается усиление теплопереноса. В остальные сезоны года величина изменений не превышает 15%, поэтому оценки для этих сезонов не представлены. Максимальное значимое увеличение интенсивности переноса происходит в слое 850-500 гПа в районах Тихого океана: приток тепла ($\Delta Q_{adv} < 0$) в высоких широтах увеличивается на 74% (район № 3), а вынос тепла ($\Delta Q_{adv} > 0$) в умеренных широтах — на 26% (район № 4). В районе №3 это усиление обусловлено ро-

стом q^{in} с южной и западной границ районов в начале XXI в. (рис. 2в), а в районе № 4 — с ростом q^{out} с севера (рис. 2г). При этом удельные величины потоков в нижней и средней тропосфере могут различаться в ~2 раза.

Таким образом, изменение интенсивности областей конвергенции и дивергенции, в первую очередь, связано с усилением меридионального теплопереноса. Это может быть обусловлено смещением на север элементов атмосферной циркуляции, вследствие избытка тепла в Южном океане в условиях глобального потепления [14, 16–18]: термического экватора, областей штормтреков над океанами, северной границы ячейки Хэдли.

3.2. Оценка связи меридионального переноса тепла с элементами атмосферной циркуляции

Динамика указанных выше процессов атмосферной циркуляции связана с усилением интенсивности ячеек меридиональной циркуляции [19], одной из характеристик которых является функция тока, представляющая собой кумулянтную сумму меридиональных компонент скорости ветра, при этом суммирование начинается с верхних слоев тропосферы [12]. Поэтому при отсутствии вариации значений функции тока в нижних слоях атмосферы ее изменчивость будет полностью определяться вышележащими слоями. Чтобы не учитывать появление некорректных корреляционных связей в нижней тропосфере, на рис. 3 представлено пространственное распределение значимых оценок (r > |0.6|) фукции тока меридиональных потоков тепла в Атлантическом и Тихоокеанском секторах, начиная с высоты 850 гПа. Западные и восточные границы секторов проходят через соответствующие границы районов (рис. 1л).

Получено, что в районах Атлантики в начале XXI в. область положительных корреляций стала меньше, по сравнению с концом XX в., появилась область отрицательных значений на 15° с.ш. в средней тропосфере (рис. 3а, 3г). В высоких широтах Тихого океана наблюдаются области значимых отрицательных корреляций, которые уменьшаются в начале XXI в. за счет ослабления полярной ячейки (рис. 36, 3д). Еще одна область отрицательных корреляций появляется в диапазоне 30°–45° с.ш. в тропосфере. Приведенные оценки в двух секторах связаны с усилением интенсивности ячейки Хэдли и ее смещения на север [20].

Далее проводился анализ ведущих мод климатической изменчивости в Тихом и Атлантическом океанах, таких как Северо-Атлантическое колебание (NAO), Северо-Тихоокеанское коле-
бание (NP), которые описывают изменчивость характеристик приземной атмосферы (по разности давления), а также Тихоокеанская десятилетняя осцилляция (PDO) и Атлантическая мультидесятилетняя осцилляция (AMO), основанные на расчете изменений температуры поверхности океана [11, 21, 22].

В результате анализа полученных оценок вклада указанных климатических мод в изменчивость адвективных потоков тепла получено, что в Атлантическом океане на изменчивость потоков, в целом, наибольшее влияние оказывает индекс NAO – описывает 45% дисперсии всего потока в районе № 1. Тогда как индекс АМО определяет 19% изменчивости. В районе № 2 влияние этих мод выражено слабее, чем в районе № 1 – 38% дисперсии описывает NAO и 10% описывает AMO. В Тихом океане наибольший вклад в изменчивость адвективных потоков вносят индексы NP и PDO, особенно в районе № 3 – 0.63 и 0.51% соответственно.

Таким образом, наибольший вклад в межгодовую изменчивость теплопереноса, как правило, вносят процессы атмосферной циркуляции.

Для определения влияния климатических мод на изменчивость адвективного переноса на разных временных масштабах были построены квадраты спектров коэффициентов когерентности $\kappa_{12}^2(f)$. На рис. 4 представлены $\kappa_{12}^2(f)$ для направлений, характеризующихся наибольшей величиной потока. Спектры когерентности в диапазоне частот f > 0.1 (межгодовая изменчивость <10 лет) показывают преимущественное влияние процессов атмосферной циркуляции в районах дивергенции (№ 2 и № 4), описываемых индексами NAO в Атлантике (рис. 4б) и индексом NP в Тихом океане (рис. 4г). В районах конвергенции (№ 1 и № 3), помимо циркуляционных факторов, оказывают влияние и характеристики поверхности океана (рис. 4а, 4в). Однако, например, на южной границе района № 3 преобладает влияние индекса NP. Стоит отметить, что вклад процессов, описываемых этим индексом, достаточно высокий и практически не меняется на выбранном диапазоне частот (рис. 4в). В области колебаний 8-12 лет ($f \approx 0.1$) его влияние также преобладает, хотя и значения $\kappa_{12}^2(f)$ для PDO здесь зна-

чительно выше, чем в высочастотной области спектра. В Атлантике при $f \approx 0.1$ значения выше для индекса NAO, чем для AMO. Для определения преобладающего вклада в изменчивость потоков на масштабе 8-12 лет в районе № 3 требуется проведение более детального исследования.

Такие тенденции характерны для выбранных районов из-за их непосредственной близости к ЦДА и границам ячеек мериодинальной циркуляции, которые могут оказывать значительное



Рис. 2. ΔQ_{adv} в слоях 1000—850 гПа (а) и 850— 500 гПа (б); временная изменчивость входящих потоков тепла в область конвергенции в высоих широтах (№ 3) (в) и выходящих из области дивергенции в умеренных широтах (№ 4) (г) Тихого океана в слое 850—500 гПа зимой.

влияние на формирование и развитие областей конвергенции и дивергенции. Например, в начале XXI в. зимой чаще наблюдалось явление Эль-Ниньо, в период которого происходит усиление Алеутского минимума, а также ослабление Гавайского максимума и его смещение на юг [15]. По мнению авторов [23], для северной части Тихого океана индекс NP наиболее надежно отображает десятилетние изменения атмосферы, особенно зимой, когда здесь устанавливается область пониженного давления. Можно сказать, что зимой временные ряды NP описывают изменения Алеутского минимума. Эти процессы, вероятно, приводят к увеличению интенсивности теплопереноса в области дивергенции Тихого океана (рис. 2г).

В рамках задач данной статьи для описания долгопериодной изменчивости адвективных потоков тепла в интервале 1979—2018 гг. были выявлены процессы, описывающие динамику атмосферы в выбранных районах. Стоит отметить, что процессы взаимодействия океана и атмосферы нестационарны, а полученные результаты описывают осредненные статистические связи для межгодовой изменчивости. Поэтому необходимо учитывать множество факторов, описывающих нелинейный характер этого взаимодействия, что требует проведения дополнительных исследований.



Рис. 3. Коэффициент корреляции *r* функции тока и меридионального потока тепла *q* за период 1979–1998 гг. (верхняя панель) и 1999–2018 гг. (нижняя панель) зимой: в Атлантическом секторе (*q* направлен на экватор) (а, в); в Тихооке-анском секторе (*q* направлен на полюс) (б, г).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования установлено, что в выбранных районах Тихого и Атлантического океанов в начале XXI в. наблюдается усиление адвективного теплопереноса в зимний сезон. Максимальное увеличение интенсивности адвективного теплопереноса в начале XXI в. происходит в средней тропосфере в районах Тихого океана на северной и южной границах районов, что связано с усилением интенсивности ячеек меридиональной циркуляции. Области интенсивного выноса и притока тепла также располагаются вблизи границ меридиональных ячеек циркуляции и центров действия атмосферы — в субтропических и субполярных круговоротах океанов соответственно.



Рис. 4. Квадрат спектра коэффициентов когерентности $\kappa_{12}^2(f)$ между климатическими модами и адвективным потоком тепла в области конвергенции и дивергенции Атлантического и Тихого океанов за период 1979—2018 гг. зимой в слое 850—500 гПа.

Межгодовая изменчивость теплопереноса на временном масштабе до 10 лет в обоих океанах, как правило, обусловлена влиянием процессов атмосферной циркуляции: в Атлантическом океане наибольшее влияние оказывает индекс NAO, в Тихом океане — индекс NP.

Таким образом, изменение характеристик переноса внутри выявленных районов с невязкой теплового баланса атмосферы позволяет говорить о возможном влиянии выноса тепла из этих регионов на возникновение аномалий температуры воздуха на прилегающих территориях. Однако, проходя над этими районами, воздушные массы трансформируются, поэтому учет факторов, влияющих на их энергообмен или теплосодержание, таких как радиационный нагрев, фазовые превращения, турбулентные потоки тепла и т.д., а также причин их изменчивости, позволит получить более корректные оценки о динамике адвективного переноса над областями повышенного теплообмена на границе океан-атмосфера, в том числе для целей климатического моделирования.

Работа выполнена в рамках госбюджетной темы № 121031300154-1. Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск, 634055, пр. Академический 10/3

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Climate change 2013: The physical science basis. Contribution of working group I to the fifth assessment report of the intergovernmental panel on climate change / Eds. *T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner.* Cambridge; New York: Cambridge Univ. Press, 2013. 1535 p.
- 2. Рождественский А.Е., Малышев Г.А. К оценке источников и стоков тепла в атмосфере Северного полушария // Метеорология. Ученые записки РГГМУ. 2016. № 45. С. 142–150.
- Yanai M., Tomita T. Seasonal and interannual variability of atmospheric heat sources and moisture sinks as determined from NCEP–NCAR reanalysis // J. Climate. 1998. V. 11. P. 463–482.
- 4. Кононова Н.К. Особенности циркуляции атмосферы Северного полушария в конце XX–начале XXI века и их отражение в климате // Сложные системы. 2014. № 2(11). С. 11–35.
- 5. Каримов К.А., Гайнутдинова Р.Д. Роль различных физических факторов в долгопериодных изменениях приземной температуры // Труды Гидрометцентра России. 2017. № 366. С. 121–136.
- 6. Лаппо С.С., Гулев С.К., Рождественский А.Е. Крупномасштабное тепловое взаимодействие в системе океан-атмосфера и энергоактивные области мирового океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1990. 336 с.

- Sellers W.D. A global climatic model based on energy balance of the Earth-atmosphere system // J. Appl. Meteorol. 1969. V. 8. P. 392–400.
- 8. *Martin J.E.* Mid-latitude atmospheric dynamics: a first course. New-York: John Wiley & Sons, 2006. 324 p.
- 9. Аверьянова Е.А., Полонский А.Б., Санников В.Ф. Моделирование особенностей современной термохалинной циркуляции Северной Атлантики с использованием боксовой модели // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 3. С. 406–414.
- 10. *Stommel H*. Thermohaline convection with two slable regims of flow // Tellus. 1961. V. 13. № 2. P. 224–230.
- Полонский А.Б. Глобальное потепление, крупномасштабные процессы в системе океан-атмосфера, термохалинная катастрофа и их влияние на климат Атлантико-Европейского региона. Севастополь: НПЦ "ЭКОСИ-Гидрофизика", 2008. 45 с.
- Логинов С.В., Морару Е.И., Харюткина С.В. Связь ячеек тропосферной циркуляции с изменчивостью меридиональных потоков тепла над территорией Сибири // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 8. С. 640–646.
- von Storch H., Zwiers F.W. Statistical analysis in climate research. Cambridge: Cambridge University Press, 2003. 484 p.
- 14. Задорожная Т.Н. Влияние термического режима в приэкваториальной зоне земного шара на глобальный режим средней месячной температуры воздуха Северного полушария // Гелиогеофизические исследования. 2015. С. 1–7.

- Мохов И.И., Чернокульский А.В., Осипов А.М. Центры действия атмосферы Северного и Южного полушарий: особенности и изменчивость // Метеорология и гидрология. 2020. № 11. С. 5–23.
- 16. Залогин Б.С., Косарев А.Н. Моря. М: Мысль, 1999. 400 с.
- Мартынова Ю.В., Крупчатников В.Н. О некоторых особенностях динамики общей циркуляции атмосферы в условиях глобального изменения климата // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. С. 346–357.
- Tamarin T., Kaspi Y. The poleward shift of storm tracks under global warming: a Lagrangian perspective // Geophys. Res. Lett. 2017. V. 44. P. 10666–10674.
- Huang F.Z., Faxiu E., Matthew H. Atmospheric circulation associated with anomalous variations in North Pacific wintertime blocking // Mon. Weather Rev. 2004. V. 132. № 5. P. 1049–1064.
- Dima I.M., Wallace J.M. On the seasonality of the Hadley cell // J. Atmos. Sci. 2003. V. 60. № 12. P. 1522– 1527.
- Лубков А.С., Воскресенская Е.Н., Марчукова О.В. Температурные аномалии в Европе в холодный период в связи с ЭНЮК // Системы контроля окружающей среды. 2019. № 36. С. 73-80.
- 22. Нестеров Е.С. Североатлантическое колебание: атмосфера и океан. М.: Триада, 2013. 144 с.
- Хен Г.В., Устинова Е.И., Сорокин Ю.Д. Основные климатические индексы для северной части Тихого океана: природа и история (литературный обзор) // Изв. ТИНРО. 2019. Т. 197. С. 166–181.

Features of the Spatio-Temporal Variability of the Advective Heat Flux in the Troposphere Over the Pacific and the Atlantic Oceans in the Northern Hemisphere for 1979–2018

E. I. Moraru^{1, *}, S. V. Loginov¹, and E. V. Kharyutkina¹

¹Institute of Monitoring of Climatic and Ecological Systems SB RAS, Academichesky ave., 10/3, Tomsk, 634055 Russia

*e-mail: MoraruEI@yandex.ru

In the framework of the study, the analysis of the spatio-temporal variability of advective heat transfer in the atmosphere over the oceans in the Northern Hemisphere was carried out for the period of 1979–2018 based on reanalysis data. The maximum increase in the advective heat transfer intensity at the beginning of the XXI century was observed in the tropospheric layer of 850–500 hPa at the northern and southern boundaries of the regions in the Pacific Ocean. It was found that the areas of intensive heat outflow and inflow were located near the boundaries of the meridional circulation cells – in the subtropical and subpolar oceanic gyres, respectively. The interannual variability of heat transfer in both oceans is caused, as a rule, by the influence of atmospheric circulation processes. Thus, changes in the transfer characteristics within the identified areas, where an imbalance of heat advection was observed, allowed us to make a conclusion about possible effect of heat transfer from these regions on the occurrence of air temperature anomalies in the adjacent territories.

Keywords: advective heat transfer, box modeling, meridional circulation cells, atmospheric circulation indices, centers of atmospheric action, Northern Hemisphere

УДК 532.59:534.1

ДАЛЬНИЕ ПОЛЯ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ПРИ БЫСТРЫХ ВАРИАЦИЯХ ПЛОТНОСТИ В РАДИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОМ ИСТОЧНИКЕ

© 2021 г. В. В. Булатов^{а,} *, Ю. В. Владимиров^{а,} **

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

*E-mail: internalwave@mail.ru **E-mail: vladimyura@yandex.ru Поступила в редакцию 13.05.2021 г. После доработки 26.05.2021 г. Принята к публикации 09.06.2021 г.

Решена задача о дальнем поле внутренних гравитационных волн от мгновенного радиально симметричного возвышения изопикн. Рассмотрено постоянное модельное распределение частоты плавучести и с помощью преобразования Фурье-Ханкеля получено аналитическое решение задачи в виде суммы волновых мод. С помощью метода стационарной фазы получены асимптотики решений, описывающие пространственно-временные характеристики возвышения изопикн, вертикальной и горизонтальной компонент скорости. Проведено сравнение точных и асимптотических результатов, и показано, что на временах порядка десяти и более периодов Брента-Вяйсяля метод стационарной фазы позволяет эффективно рассчитывать дальние волновые поля.

Ключевые слова: стратифицированная среда, внутренние гравитационные волны, частота плавучести, дальние поля, вспыхнувший источник

DOI: 10.31857/S0002351521050023

Для мониторинга и предупреждения опасных природных волновых явлений в океане, в том числе обнаружения внутренних гравитационных волн (ВГВ) большой амплитуды, необходимо проводить оперативный анализ многообразных волновых явлений с помощью различных математических моделей [1-4]. Одной из основных используемых моделей можно считать предположение о генерации пакетов ВГВ импульсным воздействием [5–9]. Для проведения расчетов необходимо подбирать параметры использованной модели так, чтобы приблизить смоделированную волновую систему ВГВ к реально наблюдаемым, в том числе по фотоснимкам из космоса, волновым картинам [7, 10-12]. Таким образом, математические модели волновой генерации могут быть не только верифицированы, но и использованы для проведения прогнозных оценок.

Основные механизмы возбуждения ВГВ в природных (океан, атмосфера Земли) и искусственных стратифицированных средах – генерация источниками возмущений различной физической природы: естественного (возмущение атмосферного давления, обтекание неровностей рельефа океана, подветренные горы) и антропогенного (морские технологические конструкции, схлопывание области турбулентного перемешивания, подводные взрывы) характеров [2, 6, 13–15]. Аналитические результаты решений задач о генерации ВГВ произвольными источниками возмущений представляются в самой общей интегральной форме, и в этом случае полученные интегральные представления требуют разработки численных и асимптотических методов их исследования [5, 6]. При исследовании генерации ВГВ, возбуждаемых нелокальными источниками возмущений, наиболее распространенными являются два способа. Первый способ – численное решение системы уравнений гидродинамики, описывающей ВГВ, к недостаткам которого можно отнести ограниченность области пространства, в котором возможно численное решение задачи [5, 8, 9]. При изучении дальнего распространения ВГВ прямые численные расчеты нецелесообразны, так как вдали от источников возмущений волновые поля относительно малы по амплитуде, можно использовать линейное приближение и описать волновое поле сравнительно простыми аналитическими формулами. Создаваемые диспергирующими ВГВ волновые картины на больших расстояниях от источников возмущений (много больших характерных размеров) практически не зависят от их формы и определяются в основном законами дисперсии стратифицированной среды [1, 5, 7, 9, 16]. Поэтому второй способ состоит в том, чтобы заменить функцию, описывающую форму нелокального источника, функцией, имеющей достаточно простое аналитическое представление, а также использовать различные модельные представления частоты плавучести [5, 13, 17, 18].

Целью настоящей работы является построение аналитических решений, описывающих дальние поля линейных ВГВ, возбуждаемых мгновенным радиально симметричным возвышением изопикн в слое стратифицированной среды конечной толщины.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФОРМЫ РЕШЕНИЙ

Рассматривается слой стратифицированной среды конечной толщины H. Уравнение линейных ВГВ в цилиндрических координатах (r, z) (предполагается, что зависимости от угла нет, ось z направлена вверх) для малых возмущений возвышения изопикн $\eta(r, z, t)$ в приближении Буссинеска имеет вид [1, 5]

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\Delta + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \eta(r, z, t) + N^2(z) \Delta \eta(r, z, t) = 0,$$
$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r},$$

где далее частота Брента-Вяйсяля (частота плавучести) предполагается постоянной: $N^2(z) = N^2 =$ = const. Начальные условия для возвышения изопикн используем в виде: $\eta(r, z, 0)$ $= \eta_0(r, z) = \Phi(r) \Pi(z)$, то есть предполагается, что начальное возмущение обладает радиальной симметрией и некоторым распределением по глубине. Начальные условия для вертикальной компоненты скорости: W(r, z, 0) = 0. Начальные условия для горизонтальной (радиальной) компоненты скорости: U(r, z, 0) = 0. Граничные условия: $\eta(r, z, t) = 0$ при z = 0, -H. Отметим, что горизонтальная (радиальная) компонента скорости U(r, z, t) равна нулю при r = 0 и всех значениях t, то есть $U(0, z, t) \equiv 0$. Все искомые функции зависят от радиальной координаты r, времени t и вертикальной координаты z. зависимость от угла отсутствует. Решение полученной начально-краевой задачи строится с помощью преобразования Фурье-Ханкеля [19, 20]

$$\eta(r, z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \eta_n = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \varphi_n(z) g_n(r, t),$$

$$\varphi_n(z) = \sin(b_n z), \quad b_n = \frac{\pi n}{H},$$

$$a_n = \frac{2}{H} \int_{-H}^{0} \Pi(z) \varphi_n(z) dz,$$
(1)

$$g_n(r, t) = \int_{0}^{\infty} A(k) k J_0(kr) \cos(\omega_n(k) t) dk,$$

$$\omega_n(k) = kN / \sqrt{k^2 + b_n^2}, \quad A(k) = \int_0^\infty r J_0(kr) \Phi(r) dr,$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Отметим, что в силу постоянства частоты плавучести функция A(k) не зависит от номера моды *n* и $g_n(r,0) = \Phi(r)$ для всех номеров *n*. Выражения для вертикальной компоненты скорости W(r, z, t) =— $\partial \eta(r, z, t)$ имост рид

$$=\frac{\partial \Pi(r,z,t)}{\partial t}$$
 имеет вид

$$W(r,z,t) = \sum_{n=1}^{\infty} W_n = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \varphi_n(z) p_n(r,t),$$

$$p_n(r,t) = -\int_0^{\infty} A(k) k J_0(kr) \omega_n(k) \sin(\omega_n(k)t) dk.$$
(2)

Выражение для горизонтальной (радиальной) компоненты скорости U(r, z, t) определяется из уравнения несжимаемости в цилиндрических координатах [1, 5]

$$\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0,$$

а также из условия, что решением уравнения [19, 20]

$$\frac{\partial Y(kr)}{\partial r} + \frac{Y(kr)}{r} = J_0(kr)$$

является функция $Y(kr) = J_1(kr)/k$, где J_1 – функция Бесселя первого порядка. В результате можно получить

$$U(r, z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} U_n = \sum_{n=1}^{\infty} d_n \psi_n(z) q_n(r, t),$$

$$\psi_n(z) = \cos(b_n z), \quad d_n = b_n a_n, \quad (3) \quad (3)$$

$$q_n(r, t) = \int_{0}^{\infty} A(k) J_1(kr) \omega_n(k) \sin(\omega_n(k) t) dk.$$

В безразмерных переменных $r^* = r\pi/H$, $z^* = z\pi/H$, $k^* = k\pi/H$, $\tau = Nt$ (знак "*" далее опускается) выражения (1)–(3) можно представить в виде

$$g_n(r,\tau) = \int_0^{\infty} A(k)kJ_0(kr)\cos(\omega_n(k)\tau)dk,$$

$$p_n(r,\tau) = -\int_0^{\infty} A(k)kJ_0(kr)\omega_n(k)\sin(\omega_n(k)\tau)dk,$$

$$q_n(r,\tau) = \int_0^{\infty} A(k)J_1(kr)\omega_n(k)\sin(\omega_n(k)\tau)dk,$$
 (4)

$$\varphi_n(z) = \sin(nz), \quad a_n = \frac{2}{\pi} \int_{-\pi}^0 \Pi(z)\sin(nz)dz,$$

$$\psi_n(z) = \cos(nz), \quad d_n = na_n, \quad \omega_n(k) = k/\sqrt{k^2 + n^2}.$$



Рис. 1. Начальное распределение возвышения изопикн.

2. АСИМПТОТИКИ РЕШЕНИЙ

В заданном начальном распределении возвышения изопикн $\eta_0(r, z)$ будем считать, что функции $\Phi(r), \Pi(z)$ нормированы на свои максимальные (по модулю) значения. Далее, в качестве модельного, рассмотрим следующее радиальное распределение начального возмущения: $\Phi(r) = \exp(-r^2/4)/2$ (множитель 1/2 используется для простоты выкладок). Тогда из (1) имеем: $A(k) = \exp(-k^2)$. Интегралы (4) при больших значениях $r \gg 1, \tau \gg 1$ можно вычислить с помощью метода стационарной фазы. С этой целью необходимо заменить функцию Бесселя на ее асимптотику: $J_0(kr) \approx \sqrt{2/\pi kr} \cos(kr - \pi/4)$ [19, 20]. Подставляя это выражение в (4), можно получить

$$g_n(r,\tau) = \sqrt{2/\pi r} \int_0^\infty \exp(-k^2) \sqrt{k} \cos(kr - \pi/4) \times \\ \times \cos(\omega_n(k)\tau) dk = I_n^+ + I_n^-,$$
$$I_n^{\pm} = \sqrt{1/2\pi r} \int_0^\infty \exp(-k^2) \sqrt{k} \cos(kr \pm \omega_n(k)\tau - \pi/4) dk$$

При больших значениях r, τ интеграл I_n^+ экспоненциально мал, так как стационарных точек на интервале интегрирования нет. С помощью метода стационарной фазы можно получить уравнение для нахождения стационарных точек: $\omega'_n(k) = \rho, \ \rho = r/\tau$. Решение этого уравнения име-

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57

ет вид: $k_n(\rho) = n\sqrt{(\rho n)^{-2/3} - 1}$. Окончательно можно получить

$$g_{n}(r,\tau) \approx G_{n}(r,\tau) \cos(\Phi_{n}(r,\tau)),$$

$$G_{n}(r,\tau) = \frac{n^{2} \exp(n^{2}(1-(n\rho)^{-2/3}))}{\sqrt{3}\tau(n\rho)^{4/3}},$$
(5)
$$\Phi_{n}(r,\tau) = \tau(1-(n\rho)^{2/3})^{3/2}.$$

Аналогично, с помощью метода стационарной фазы имеем

$$p_{n}(r,\tau) \approx P_{n}(r,\tau)\sin(\Phi_{n}(r,\tau)),$$

$$P_{n}(r,\tau) = -(1 - (n\rho)^{2/3})^{1/2}G_{n}(r,\tau),$$

$$q_{n}(r,\tau) \approx Q_{n}(r,\tau)\cos(\Phi_{n}(r,\tau)),$$

$$Q_{n}(r,\tau) = \frac{\exp(n^{2}(1 - (n\rho)^{-2/3}))}{\sqrt{3}\rho\tau}.$$

Полученные асимптотические формулы для функций $g_n(r, \tau), p_n(r, \tau), q_n(r, \tau)$ позволяют соответственно рассчитывать пространственно-временные характеристики возвышения изопикн, вертикальной и горизонтальной (радиальной) компонент скорости ВГВ вдали от вспыхнувшего в начальный момент времени источника возмущений.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 изображено начальное распределение возмущения — функция $\eta_0(r, z)$, где функция

Nº 6

2021



Рис. 2. Возвышение первой моды: точное решение и асимптотика стационарной фазы.



Рис. 3. Возвышение, вертикальная и радиальная компоненты скорости первой моды.

 $\Pi(z)$ имеет один максимум. Для численных расчетов было использовано следующее представление этой функции: $\Pi(z) = z^{\alpha}(1 - z^{\beta})$, значения параметров были следующие: $\alpha = 33$, $\beta = 57$. Все численные расчеты произведены с помощью вычислительной системы "Математика". Использованные пространственные масштабы и характер изменчивости начального возмущения изопикн соответствуют типичным горизонтальным и вертикальным масштабам нелокальных источников возбуждения ВГВ в океане [2, 6, 7, 10-14]. На рис. 2 представлены результаты расчетов функции $g_1(r, \tau)$ (первая мода возвышения) при значениях $\tau = 30$ (левый рисунок) и $\tau = 70$ (правый рисунок). Сплошная линия – результаты точных численных расчетов по формуле (1), штриховая линия — расчеты по методу стационарной фазы (5).

Из представленных результатов видно хорошее совпадение точных и асимптотических формул при больших значениях r, t. Как показывают численные расчеты, на временах порядка десяти и более периодов Брента-Вяйсяля метод стационарной фазы позволяет достаточно точно рассчитывать дальние волновые поля. На рис. 3 представлены результаты расчетов функций $g_1(r, \tau)$ (первая мода возвышения), $p_1(r, \tau)$ (первая мода вертикальной компоненты скорости), $q_1(r, \tau)$ (первая мода горизонтальной (радиальной) компоненты скорости) при $\tau = 30$ (левый рисунок) и $\tau = 70$ (правый рисунок). На рис. 4 приведены результаты расчетов первых трех мод вертикальной компоненты скорости $p_n(r, \tau)$, n = 1, 2, 3 и суммы мод $\Sigma = p_1 + p_2 + p_3$ при $\tau = 70$. Как показывают



Рис. 4. Вертикальная компонента скорости первых трех мод и их сумма.

численные расчеты, основной вклад в полное волновое при больших временах поле вносят несколько низших мод. [5, 9, 13, 18]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, для заданного начального возмущения изопикн, обладающего радиальной симметрией и вертикальным распределением с одним максимумом с помощью метода стационарной фазы построены асимптотические решения, описывающие динамику пакетов ВГВ на больших временах. Использованное в качестве начального модельное распределение возвышения может адекватно описать различные физически обоснованные механизмы генерации пакетов ВГВ, в том числе волны больших амплитуд [6, 7, 10–13]. Полученные результаты позволяют аналитически представить как возвышение, так и все компоненты скоростей возбуждаемых ВГВ. Показано, что асимптотики стационарной фазы хорошо описывают волновые поля ВГВ на больших временах и расстояниях. Полученные асимптотические результаты с различными значениями входящих в них физических параметров дают возможность в дальнейшем провести оценку основных характеристик начального возмущения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ проект № 20-01-00111А.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Лайтхилл Дж.* Волны в жидкостях. М.: Мир, 1981. 598 с.
- 2. Коняев К.В., Сабинин К.В. Волны внутри океана. СПб.: Гидрометеоиздат, 1992. 272 с.
- 3. *Pedlosky J*. Waves in the ocean and atmosphere: introduction to wave dynamics. Berlin–Heildelberg: Springer, 2010. 260 p.
- 4. *Sutherland B.R.* Internal gravity waves. Cambridge: Cambridge University Press, 2010. 394 p.
- 5. *Булатов В.В., Владимиров Ю.В.* Волны в стратифицированных средах. М.: Наука, 2015. 735 с.
- 6. *Morozov E.G.* Oceanic internal tides. Observations, analysis and modeling. Berlin: Springer, 2018. 317 p.
- Velarde M.G., Tarakanov R.Yu., Marchenko A.V. (Eds.). The ocean in motion / Springer Oceanography. Springer International Publishing AG, 2018. 625 p.
- Гущин В.А., Матюшин П.В. Моделирование и исследование течений стратифицированной жидкости около тел конечных размеров // Журн. вычислительной математики и математической физики. 2016. Т. 56. № 6. С. 1049–1063.
- 9. *Матюшин П.В.* Процесс формирования внутренних волн, инициированных начальным движением тела в стратифицированной вязкой жидкости // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2019. № 3. С. 83–97.
- Беляев М.Ю., Десинов Л.В., Крикалев С.К., Кумакшев С.А., Секерж-Зенькович С.Я. Идентификация системы океанских волн по фотоснимкам из космоса // Изв. РАН. Теория и системы управления. 2009. № 1. С. 117–127.
- Morozov E.G., Tarakanov R.Yu., Frey D.I., Demidova T.A., Makarenko N.I. Bottom water flows in the tropical fractures of the Northern Mid-Atlantic Ridge // J. Oceanography. 2018. V. 74. № 2. P. 147–167.

2021

- Khimchenko E.E., Frey D.I., Morozov E.G. Tidal internal waves in the Bransfield Strait, Antarctica // Russ. J. Earth. Science. 2020. V. 20. ES2006.
- 13. Voelker G.S., Myers P.G., Walter M., Sutherland B.R. Generation of oceanic internal gravity waves by a cyclonic surface stress disturbance // Dynamics Atm. Oceans. 2019. V. 86. P. 116–133
- Haney S., Young W.R. Radiation of internal waves from groups of surface gravity waves // J. Fluid Mech. 2017. V. 829. P. 280–303.
- Wang J., Wang, S., Chen X., Wang W., Xu Y. Three-dimensional evolution of internal waves rejected from a submarine seamount // Physics Fluids. 2017. V. 29. P. 106601.
- 16. Свиркунов П.Н., Калашник М.В. Фазовые картины диспергирующих волн от движущихся локализован-

ных источников // Успехи физических наук. 2014. Т. 184. № 1. С. 89–100.

- 17. Булатов В.В., Владимиров Ю.В. Аналитические решения уравнения внутренних гравитационных волн, генерируемых движущимся нелокальным источником возмущений // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 2021. Т. 61. № 4. С. 572–579.
- Bulatov V., Vladimirov Yu. Generation of internal gravity waves far from moving non-local source // Symmetry. 2020. V. 12(11). P. 1899.
- 19. *Watson G.N.* A treatise on the theory of Bessel functions (Reprint of the 2nd ed.). Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 804 p.
- 20. *Froman N.* Physical problems solved by the phase-integral method / *N. Froman, P. Froman.* Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 214 p.

Far Internal Gravity Waves Fields under Fast Density Variation in Radial Symmetry Source

V. V. Bulatov^{1, *} and Yu. V. Vladimirov^{1, **}

¹Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS, prosp. Vernadskogo, 101-1, Moscow, 119526 Russia *e-mail: internalwave@mail.ru

**e-mail: vladimyura@yandex.ru

The problem of the internal gravity waves far field from the instantaneous radially symmetric isopycn elevation is solved The constant model distribution of the buoyancy frequency is considered and an analytical solution of the problem in the form of a sum of wave modes is obtained using the Fourier–Hankel transform. Using the stationary phase method, the asymptotics of the solutions are obtained that describe the space-time characteristics of the isopycn elevation, the vertical and horizontal velocity components. The exact and asymptotic results are compared. It is shown that for times of the order of several tens of Brent– Väisälä periods, the stationary phase method allows one to efficiently calculate far wave fields.

Keywords: stratified medium, internal gravity waves, buoyancy frequency, far fields, flashed source

706

УДК 551.465.7

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВНУТРИГОДОВОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ПОТОКОВ ТЕПЛА В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

© 2021 г. К. П. Беляев^{*a*, *b*, *c*}, В. Ю. Королев^{*b*, *c*}, А. К. Горшенин^{*c*,} *, А. И. Антипов^{*b*}, М. А. Имеев^{*b*}, Н. И. Кирюшкин^{*b*}, М. А. Лобовский^{*b*}

^аИнститут океанологии им. П.П. Ширшова Российской академии наук, Нахимовский просп., 36, Москва, 117997 Россия ^bМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 52, ГСП-1, Москва, 119991 Россия ^cФедеральный исследовательский центр "Информатика и управление" Российской академии наук, ул. Вавилова, 44, корп. 2, Москва, 119333 Россия *e-mail: agorshenin@frccsc.ru Поступила в редакцию 10.03.2021 г. После доработки 23.06.2021 г. Принята к публикации 11.08.2021 г.

В работе анализируются статистические закономерности внутригодовой изменчивости потоков тепла в Северной Атлантике при взаимодействии "океан-атмосфера". В качестве математической модели изменчивости потоков тепла рассматривается диффузионный случайный процесс. Параметры этого процесса, то есть вектор сноса (дрифт) и матрица диффузии (или среднего квадратичного отклонения), оцениваются статистически с помощью оригинальных методов. По результатам данных реанализа ERA-5 за 2011–2020 гг. изучается поведение этих коэффициентов в Северной Атлантике и сопоставляется их поведение с поведением самих потоков тепла. Выделяются зоны максимума, минимума и среднего значения этих потоков по всей изучаемой области при суточном и шестичасовом осреднении, описывается их поведение и поведение их суточной изменчивости как случайных величин в течение года. Осуществляется статистическая подгонка параметрических моделей их распределений. Определяются области Северной Атлантики, в которых определяющее значение имеют систематические факторы (параметр сноса превышает параметр диффузии) и наоборот. Этот эффект обсуждается в терминах поведения параметров вероятностных распределений для инкрементов рассматриваемых процессов. Анализируется пространственно-временная изменчивость экстремальных характеристик потоков (максимума и минимума по расчетной области в фиксированный момент времени).

Ключевые слова: потоки тепла, океан—атмосфера, статистические модели, Северная Атлантика **DOI:** 10.31857/S000235152106002X

введение

Анализ потоков тепла в Северной Атлантике и его изменчивости – это одна из основных проблем современной метеорологии, океанологии и климатологии. На поверхности раздела атмосфера-океан турбулентные потоки тепла очень изменчивы на различных пространственно-временных масштабах и поэтому проблема их корректного описания требует особой аккуратности при постановке задачи. Разными авторами [1, 2] строились карты потоков в месячном осреднении, затем данные реанализа строились с суточным осреднением [3]. Также есть карты потоков, построенные за период с 1985 г. по настоящее время (2020 г.) [4] и также с суточным осреднением. Самые подробные карты реанализа при усвоении данных спутниковых наблюдений поверхностной температуры вариационными методами были построены с шестичасовым осреднением, в частности, в работах [5, 6].

Имея данные по потокам тепла, записанные в разных узлах сетки с заданными географическими координатами после реанализа, в литературе описаны различные методы их анализа. В работе [7] изучалась изменчивость потоков в районе тропических муссонов методами регрессионного анализа и скользящего среднего (ARIMA). В статье [8] потоки тепла в Атлантике изучались различными методами анализа временных рядов, в частности выделением трендов и гармонических составляющих, а в работе [9] строились распределения потоков в фиксированных точках сетки методами статистики, в частности подбирались оптимальные по методу максимального правдоподобия распределения и оценивались параметры этого распределения. Этим методом, в частности, заполнялись пропуски в рядах и (или) исправлялись ненадежно определенные значения потоков. Есть довольно значительный объем работ, в которых потоки тепла моделируются с помощью совместных моделей океан—атмосфера и сравниваются с наблюденными (пересчитанными) значениями реанализа в заданных точках. К этим работам можно отнести, например, статьи [10, 11].

Тем не менее, детальный и адекватный анализ и прогноз турбулентных потоков тепла маловероятен в ближайшем будущем. Дело тут не только и не столько в недостатке прямых измерений, сколько в сложности самого процесса взаимодействия между океаном и атмосферой. Поскольку сами потоки в точке или в ограниченной области связаны между собой и в целом представляют собой незамкнутую неравновесную термодинамическую систему, к ним не применимо представление о гауссовости соответствующих распределений и классические подходы термодинамики. Поэтому описание системы в целом, на больших пространственно-временных масштабах невозможно, слишком сложны внутренние процессы, описываемые неравновесными термодинамическими составляющими. Более перспективен, на наш взгляд, подход, при котором процессы взаимодействия разбиваются на отдельные блоки или под-процессы, и уже к ним применяются классические математические модели и методы.

В соответствии с этим подходом требуется "расчленить" процессы взаимодействия на такие под-процессы, описание которых позволило бы адекватно проанализировать, по возможности предсказать их поведение и уже потом из них сложить всю картину в целом. С другой стороны, рассматривать динамику турбулентных потоков тепла на очень мелком "атомарном" уровне тоже не особо продуктивно для определения глобальной, климатической изменчивости, так как процессы на очень мелком уровне не складываются обычным способом в глобальную динамику.

В настоящей работе турбулентные потоки тепла в точке представляются в виде диффузионного случайного процесса, с коэффициентами сноса и диффузии, зависящими как от точки, так и от рассматриваемого момента времени. Оригинальным методом, разработанным ранее в ряде работ авторов (см., например, статьи [12, 13]), эти коэффициенты статистически оцениваются по данным реанализа ERA-5. Ключевым предположением, используемым при оценивании этих параметров, является однородность случайного поля потоков, то есть считается, что изменение потоков за единицу времени зависит от значения потоков, а не от географической точки, где этот поток рассматривается. Это предположение вполне обоснованно, так как расчетные формулы потоков используют сами значения контактных сред, в нашем случае "вода—воздух", а не их локацию. Поэтому при достаточно больших размерах рассматриваемой области для каждого интервала значений потоков тепла, от минимального до максимального значения потоков в фиксированную дату, найдется достаточно много пространственных точек и, соответственно, значений потоков, чтобы оценка вероятности (частоты) перехода значений потока из состояния x в состояние y за время Δt была состоятельна. Детально этот метод изложен ниже

Цель данной статьи – получить и оценить внутригодовую изменчивость потоков тепла в точках одноградусной сетки, выделить особые зоны в рассматриваемой области, такие как зоны максимума, минимума и среднего потоков по области на каждый момент времени, и оценить их изменчивость, отдельно изучить вклад динамической и стохастической (турбулентной) составляюшей в общую изменчивость потоков, локализовать и картировать их динамику. Кроме того, целью работы также является получение статистических характеристик коэффициентов сноса и диффузии, построенных по данным реанализа, анализ их пространственной и временной изменчивости в течении года, выделение сезонной и синоптической составляющей, а также связи этих характеристик, определяющих суточный и шестичасовой инкремент потоков тепла с самими потоками.

1. МЕТОД АНАЛИЗА И ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Метод анализа

Основным математическим методом, используемым в работе, является представление процесса изменчивости потоков тепла в виде

$$dX = a(t, X)dt + b(t, X)dW,$$
(1)

где X(t) — поток тепла в момент времени t, dX = X(t + dt) - X(t) представляет собой изменчивость (инкремент) потока тепла за время dt == t + dt - t в фиксированной точке, a(t, X), b(t, X) - dtкоэффициенты сноса и диффузии, зависящие от времени *t* и от значений процесса X(t), dW – это стандартное обозначение гауссова белого шума с нулевым средним и единичной дисперсией, не зависящего от процесса X(t). Представление (1) является обычным для описания случайных процессов диффузионного типа, в которых изменчивость самого процесса за малый промежуток времени dt мала по сравнению с изменчивостью его среднего значения и дисперсии, и в котором эта изменчивость может рассматриваться как сумма квази-детерминированного процесса, определяемого сносом a(t, X) ("квази" потому, что эта величина сама зависит от процесса X) и чисто случайного, независимого от первого слагаемого, определяемого диффузионной составляющей b(t, X)dW. Подробнее о диффузионных случайных процессах написано, например, в книге [14]. Далее, введем следующие величины: пусть условная вероятность P(y|x) = P(X(t + dt) = y|X(t) = x), если y, x дискретны и, соответственно, условная плотность (производная Радона–Никодима) p(y|x)dx == p(X(t + dt) = y|x < X(t) = x + dx), если процесс X(t) рассматривается как непрерывный. Чтобы отличать сам процесс X(t) от его значений, последние будем обозначать маленькими буквами. Для определения коэффициентов a(t, x), b(t, x) используются следующие формулы [14]

$$a(t,x) = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{1}{\Delta t} \int_{t}^{t+\Delta t} (y-x)p(y|x)dy,$$

$$b^{2}(t,x) = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{1}{\Delta t} \int_{t}^{t+\Delta t} (y-x)^{2}p(y|x)dy.$$
 (2)

Таким образом, для определения коэффициентов a(t,x), b(t,x) по формулам (2) достаточно знать условные вероятности p(y|x) при изменении процесса за два последовательных момента времени. В свою очередь для статистического определения этих вероятностей надо иметь выборку значений процесса X(t) в каждой паре точек области и моменты t и t + dt.

Ключевым предположением для статистического определения этих вероятностей является предположение об однородности случайного поля, в котором рассматривается процесс X(t). А именно, предполагается, что распределения инкремента процесса X(t), то есть вероятности перехода зависят только от значений этого процесса и не зависят непосредственно от той точки поля, где эти значения рассматриваются. Поэтому выборку значений процесса в точке можно заменить на выборку значений процесса по всей области, и, если это область достаточно обширна, такая выборка будет репрезентативна. Таким образом, оценки условных вероятностей по формуле (2) производятся следующим образом: на шаге t все значения процесса X(t) от $X_{\min}(t) = X_{\min}$ до $X_{\max}(t) = X_{\max}$ разбиваются на L интервалов, $X_i = X_{\min} + i \times \frac{X_{\max} - X_{\min}}{L}$, i = 0, L и фиксируются все точки области, где $X_i < X(t) = x < X_{i+1}$. Пусть таких точек будет n(x). На следующем шаге среди этих и только этих точек фиксируются все точки области, где X(t + dt) = y. Пусть таких точек будет m(y). Тогда в качестве оценки условной веро-

ятности будет $\hat{P}(y|x) = m(y)/n(x)$. Очевидно, что

 $0 \le \hat{P}(y|x) = m(y)/n(x) \le 1$. Легко показать, что если $m(y), n(x) \to \infty$, то $\hat{P}(y|x) \to P(y/x)$, где P(y|x) - "истинная вероятность", определяемая по заданной мере. Предложенный метод ранее подробно описан в статьях [12, 13]. Там же приведены доказательства состоятельности этих оценок.

Замечание. При практической реализации этого метода важно обеспечить, чтобы в каждом из интервалов $\left(X_{\min} + i \times \frac{X_{\max} - X_{\min}}{L}, X_{\min} = (i + 1) \frac{X_{\max} - X_{\min}}{L}\right)$, i = 0, L - 1 было хотя бы одно значение. При этом точность оценки вероятности $\hat{P}(y|x)$ невозможно оценить без дополнительных предположений и условий. Однако можно отметить, что в дальнейшем потребуется не сама вероятность $\hat{P}(y|x)$, а ее интегральные характеристики, коэффициенты a(t, x), b(t, x), точность которых для практических применений не так важна.

Данные наблюдений

В работе использовались данные по потокам тепла, заданные в узлах одноградусной сетки с временным разрешением 6 ч с 1 января 2011 г. до 31 декабря 2020 г. Эти данные усреднялись на каждые сутки и в результате строился среднестатистический годовой ход за этот период (климатический годовой ход, как он определялся, например, в работе [15]). Потоки явного и скрытого тепла, соответственно, рассчитывались по формулам:

$$Q_h = c_p \rho \ C_T \ (T_w - T_a) \ V, \tag{3}$$

$$Q_e = L\rho \ C_{\rm E} \ (q_s - q) \ V. \tag{4}$$

То есть в формулах (3) и (4) потоки тепла явно рассчитываются через параметры на границе раздела океана и атмосферы – температуры воды, воздуха и модуля скорости ветра, T_w , T_a , V соответственно, а также удельную влажность приводного воздуха q, максимальную для данной величины температуры поверхности океана насыщенную удельную влажность над поверхностью воды q_{a} . В качестве коэффициентов пропорциональности в соотношениях (3) и (4) служат коэффициенты обмена теплом $C_{\rm T}$ (число Шмидта) и влагой $C_{\rm F}$ (число Дальтона) и удельная теплота испарения (L), удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении c_p и его плотность р. В наших исследованиях значения потоков Q_h, Q_e считались уже известными, дополнительного расчета по формулам (3) и (4) не требовалось.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поведение потоков, его динамической и стохастической составляющих

В работе проводилось моделирование процессов изменчивости потоков тепла в Северной Атлантике и расчеты коэффициентов сноса и диффузии на каждый момент времени по формулам (2) с осреднением 6 и 24 ч. В статье приводятся только карты потока Q_h на конец каждых двух месяцев, все значения также приводятся только для явного потока.

При воспроизведении рисунков для потоков, коэффициентов а и коэффициентов b весь интервал изменчивости соответствующих величин был поделен на 10 равных по вероятности попадания (частоте) под-интервалов. На рисунке это обозначено "0.1 \ge qt", "0.2 \ge qt \ge 0.1" и т.д. соответственно. Интервал изменчивости значений для явного потока изменялся в пределах от -470 до 90 вт/м². Для коэффициентов $a(t, \hat{x}(t))$ (обозначения приведены ниже) изменения были от -450 до 450 вт/(м² сутки). Значения коэффициентов $b(t, \hat{x}(t))$ колебались от 0 до 230 (вт/м² сутки)

Из рисунков видно, что направление движения потоков тепла осуществляется вдоль основных течений в Северной Атлантике в направлении югсеверо-восток в течении года (зима-лето-зима). Максимальные потоки зимой в Северной Атлантики (вдоль американского берега в зоне Гольфстрима и в море Баффина) перемещаются в течение года к северу и к северо-востоку в направлении Исландии, заметно усиливаясь к маю-августу и вновь ослабевая в период сентябрь-ноябрь. Зимой появляются заметные отрицательные потоки в центральных районах Северной Атлантики. Направление вращения потоков преимущественно против часовой стрелки (циклоническое) при положительном значении потока (то есть из океана в атмосферу). Зимой (ноябрь-март) появляются заметные отрицательные потоки (из атмосферы в океан), выраженные в основном в центральной части Северной Атлантики и имеющие преимущественно отрицательное вращение (по часовой стрелке). Средний по пространству поток положителен и варьируется в течение года от близкой к нулю величины (зимой) до примерно 50 вт/м² в летний период. В летний период заметен также шторм-трек вдоль Гольфстрима-Северо-Атлантического течения, хорошо выделяемый на фоне положительных потоков в центральной и Северной Атлантике. В отдельных зонах, например, в море Баффина, поток почти всегда положителен, что понятно, там океан постоянно холодный в течение года, а атмосфера холоднее только в отдельные моменты в течении климатического года.

На рисунках разбиение на цветовые сегменты неравномерное, сделано в соответствии с эмпирическим распределением потоков на 10 квантилей, вверху в описании рисунков указана принятая цветовая шкала. Интервал изменчивости потоков приведен выше.

Внутригодовая изменчивость потоков тепла в Северной Атлантике достаточно хорошо изучена, и приведенные выше результаты в целом известны. Часть из них содержится, например, в вышеупомянутой статье [8]. Однако поведение инкремента потоков тепла и его изменчивость изучены гораздо меньше.

На рис. 2 показана изменчивость коэффициента сноса $a(t, \hat{x}(t))$, где в данном случае $\hat{x}(t)$ представляет собой географическую точку в расчетной области в момент времени t. То есть по формулам (2) вычислялось значение a(t, x), где $x = X(t, \hat{x})$ — значение процесса $X(t, \hat{x})$ в точке области $\hat{x}(t)$ и в момент времени t. Приводятся шесть значений коэффициента $a(t, \hat{x}(t))$ на конец каждых 2 мес. аналогично рис. 1. Так же, как и для потоков, в приложении содержится двухминутное видео поведения этих коэффициентов на каждые сутки. Отметим существенные различия в поведении этой величины. В течение года эта величина в основном отрицательна и принимает минимальные значения до -450 вт/(м² сутки). Положительные значения коэффициента сноса гораздо более локализованы, чем сами значения потока и преимущественно распространяются вдоль теплого течения Гольфстрим-Северо-Атлантическое течение в направлении юго-запад-северо-восток с циклоническим вращением (против часовой стрелки). Также заметные положительные значения этого коэффициента выражены в зимний период. Отрицательные значения этого коэффициента занимают гораздо большую акваторию, чем положительные значения, преимущественного направления перемещения не видно, направление вращения в основном антициклоническое (по часовой стрелке). Однако в пространстве области коэффициента $a(t, \hat{x}(t))$ структурированы, представляют собой связанные зоны, хаотических переходов практически нет. Интенсивность коэффициента сноса заметно возрастает в зимний период (октябрь-февраль) и снижается в летний. Цветовая шкала также выполнена в соответствии с эмпирическим распределением величины $a(t, \hat{x}(t))$ при разбиении на 10 квантилей. Значения потоков и квантилей указаны в описании рис. 2. Еще можно отметить, что интервал изменчивости коэффициента сноса оказывается больше интервала изменчивости самого явного потока.

Поведение коэффициента диффузии $b(t, \hat{x}(t))$ достаточно хорошо прослеживает внутригодовой ход. Само поле коэффициента $b(t, \hat{x}(t))$ гораздо более хаотическое, чем поле потоков и поле коэффи-



Рис. 1. Карты явных (Q_h) потоков тепла в начале каждого 2-месячного периода в течение климатического года (1.01–1.11).



Рис. 2. Поведение коэффициента сноса (главного компонента разности за одни сутки) потоков тепла Q_h на конец каждого двухмесячного периода в течение года.

циента сноса. Это понятно, так как поле диффузии отражает именно хаотичность, нерегулярность процесса. В начале процесса (рис. 3) (январь—февраль) в крупном масштабе порядка 500—600 км поле этого коэффициента разделяет всю акваторию Северной Атлантики на две зоны — севернее и южнее линии раздела, проходящей примерно по южной границе крупномасштабных течений. Справа



Рис. 3. Поведение диффузионного компонента инкремента потоков тепла *Q_h* на конец двухмесячного периода в течение года.

и южнее этой границы поле почти везде положительное, то есть диффузия присутствует в значительной мере, севернее наоборот – большое количество точек, где диффузия отсутствует, за исключением локальных областей размером отдельных синоптических вихрей. Однако в более мелком масштабе видны хаотические движения внутри ячеек, "иглообразная" структура изолиний, нарушение гладкости при поступательном движении юго-запад-северо-восток. Далее, начиная с апреля и до октября эта граница теряет структуру, превращается в несвязанные отдельные "островки" одинаковых значений, смещается к северу. Амплитуда этих значений заметно уменьшается и динамика юго-запад-северо-восток более не прослеживается, а появляется вертикальная линия в центральной части Атлантики. Преобладающего направления движения коэффициента $b(t, \hat{x}(t))$ в эти месяцы не наблюдается и сами значения становятся малыми. Затем динамика заметно интенсифицируется, и структура опять восстанавливается. И еще можно заметить, что близко к берегам значения диффузии всегда ненулевые, что тоже понятно, так как там сильны локальные неоднородности потоков.

Поскольку коэффициенты $a(t, \hat{x}(t))$ и $b(t, \hat{x}(t))$ имеют одинаковую размерность (вт/м² сутки) и отражают соответственно динамическую и стохастическую составляющую в изменении (инкременте) потока, имеет смысл сравнить эти величины как по амплитуде, так и по фазе (то есть по величине и местоположению).

На рис. 4 приведены некоторые соотношения этих коэффициентов, причем по величине сравниваются только абсолютные значения, знак коэффициента $a(t, \hat{x}(t))$ не учитывается. Отмечаются также только области (отмеченные соответственно красным и белым), где коэффициент $a(t, \hat{x}(t))$ превосходит коэффициент $b(t, \hat{x}(t))$ и наоборот, величина этой разности не учитывается. Видно, что в целом по акватории преобладает стохастическая составляющая, что естественно, так как в поток между океаном и атмосферой – величина нерегулярная. Зона преобладания коэффициента $a(t, \hat{x}(t))$ (то есть зона, где $|a(t, \hat{x}(t))| - b(t, \hat{x}(t)) > 0)$ в основном располагается вдоль струйных течений (Гольфстрим-Северо-Атлантическое течение, Лабрадорское течение) и вдоль берегов, особенно в море Баффина, где сильны процессы обмена океан-материк.

В остальной части Северной Атлантики преобладает коэффициент $b(t, \hat{x}(t))$. В летний период область "красной зоны" заметно уменьшается, что естественно, к зиме возрастает. Есть незначительное изменение соотношения $|a(t, \hat{x}(t))/(b(t, \hat{x}(t))|$ в сезонной изменчивости (зимой до 1.5, летом до 1.2) (не показывается) в динамических районах, отмеченных выше.



Рис. 4. Соотношение сноса/диффузии инкремента потока тепла в течение года на конец каждого двухмесячного периода.

Поведение максимума, минимума и среднего потоков

В этом разделе изучается поведение экстремальных характеристик потоков, построенных по данным по всей акватории в каждый момент времени. На рис. 5 приводятся графики распределений (гистограммы) максимума (зеленый цвет), минимума (синий цвет) и среднего потока, построенного по акватории суммарно за весь период времени с суточным осреднением, а на рис. 6 приводится временной ход этих величин за каждые сутки в течении климатического года. Анализ всех трех этих гистограмм показывает, что мы имеем дело с унимодальными распределениями, с ярко выраженными вершинами и неравномерно спадающими к нулю кривыми. Причем можно заметить, что поведение максимума и минимума в некотором смысле симметрично, спад к минимальным значениям для максимума почти повторяет спад к максимальным значениям для минимума и наоборот. По высоте эти две гистограммы также очень похожи. Обе эти гистограммы сильно отличаются от гауссовых, что подтверждает вывод о неравновесности или не замкнутости процессов формирования максимума и минимума потоков тепла. Гистограмма описывающая поведение среднего, по акватории потока в каждый момент времени занимает промежуточное положение, ее значения заметно меньше по высоте, и величина дисперсии, отражающая "толщину" этой гистограммы, также заметно меньше. Это свидетельствует о том факте, что величина среднего потока не показательна, его значения мало репрезентативны для оценки общей изменчивости потока в течение года. Гистограммы моделируются различными распределениями, на рис. 6 приводятся различные типы распределений, моделирующие эти гистограммы.

Видно, что гистограмма, отвечающая максимальным значениям, в течение климатического года достаточно хорошо описывается духпараметрическим гамма-распределением с плотно-

стью вероятностей
$$p(x) = \frac{\beta^{\alpha}}{G(\alpha)} x^{\alpha-1} e^{-\beta x}$$
, где $p(x) -$

плотность вероятности потока в точке x (то есть плотность вероятности при значении потока, равного x), α , β – параметры сдвига и масштаба соответственно (shape and scale parameters), $G(\alpha)$ – значения гамма-функции в точке α . Такой же плотностью (только с другими параметрами) моделируется гистограмма минимума, а для среднего значения наилучшей аппроксимацией является кривая распределения Стьюден-

та,
$$p(x) = \frac{G\left(\frac{n+1}{2}\right)}{\sqrt{n\sigma\pi}G\left(\frac{n}{2}\right)} \left(1 + \frac{(x-\mu)^2}{\sigma^2 n}\right)^{-\frac{n+1}{2}}$$
с параметра-

ми сдвига μ, масштаба σ и с *n* степенями свободы. Параметры полученных распределений указаны в описании рисунков. Однако подобные модели

Delta (data). Усредненные за день



Рис. 5. Гистограммы максимума, минимума и среднего значений потоков за весь период наблюдений.



Рис. 6. Гистограммы аппроксимации минимума (а), среднего (б) и максимума (в) за весь период наблюдений.

имеют чисто описательное значение, им практически невозможно дать разумное математическое обоснование, поскольку наблюдения не являются независимыми и однородными. В следующем параграфе будет показано, что с определенной степенью надежности можно утверждать, что независимыми (некоррелированными) и однородными можно считать *приращения* (инкременты) потоков, что позволяет дать некоторое математическое объяснение возникающим в такой ситуации моделям. Отметим, что в силу указанных обстоятельств в данной работе мы не проводим количественные оценки соответствия теоретического распределения данным наблюдений и не проводим тестов согласия, например, хи-квадрат теста.

Поведение временных рядов максимума, минимума и среднего значений

При анализе временной изменчивости максимума, минимума и средней величины потока, показанной соответственно на графиках рис. 7, можно заметить, что величины максимума и минимума достаточно сильно меняются в течение года, а среднее значение меняется заметно меньше, при этом все 3 величины в суточном осреднении (рис. 7) имеют заметный годовой ход, который можно смоделировать по формуле

$$X'(t) = A_0 + A' \cos \omega t + B' \sin \omega t + \xi', \qquad (5)$$

где $X^{l}(t)$ — максимум, минимум или среднее значение процесса X(t), l = 1, 2, 3 — соответственно, в момент времени t, A_0 , A^{l} , B^{l} , $\omega = 2\pi/T$ амплитуды и фазы годовой гармоники, T = 1 год, ξ^{l} стационарный в широком смысле случайный процесс.

Если рассматривать инкремент (то есть разность) при суточном осреднении, годовой ход выражен заметно меньше, среднее значение практически не меняется, но при этом поведение максимума и минимума имеет ярко выраженную симметрию, однако для инкремента можно отметить заметную "лохматость" графиков. Это связано с сильно выраженным суточным ходом потоков в низких широтах и, как следствие, к "размыванию значений максимума и минимума в течение суток в пространстве. Количественные оценки разброса значений в суточном осреднении максимума от -400 вт/м² до почти 100 вт/м² заметно превосходят разброс значений максимумов для инкремента, где минимальный поток составляет 50 вт/м² при примерно таком же значении максимума. Минимальные значения потока по абсолютной величине в суточном осреднении такие же, как и для максимума, то есть около 100 вт/м², а в максимуме меньше, около 90 вт/м².

На осредненных графиках (рис. 7) годовой ход не слишком выражен, он однако присутствует в



Рис. 7. Поведение максимума, минимума и среднего во времени в течении года. (а) – поток, (б) – инкремент потока с суточным осреднением.

потоках тепла в конкретные годы. Поэтому на графиках рис. 8 и 10 приведены оценки годовых гармоник, полученных за один конкретный год. На графиках на рис. 8 показаны величины AVG = A_0 , и амплитуды A_{Γ} , B_{Γ} – соответствующие годовой гармонике.

Стохастическое дифференциальное уравнение (1) по сути описывает поведение приращений процесса. Для более детального изучения статистических закономерностей поведения изменчивости потоков тепла исходные данные были преобразованы: во-первых, был исключен длительный тренд (годовой ход) и, во-вторых, были взяты приращения исходного временного ряда. Такое преобразование позволяет рассматривать получившиеся значения как однородную статистическую выборку некоррелированных наблюдений. После выделения и отделения сезонного хода, то есть вычитания оцененной функции $X'(t) = A_0 + A' \cos \omega t + B' \sin \omega t$, где



Рис. 8. Моделирование максимума (а), минимума (б) и среднего (в) в виде суммы гармоники годового хода и случайного остатка.

 $\omega = \frac{2\pi}{T}$, *T* равен году (в соответствующих едини-

цах временной сетки), для приращений остатка ξ' также были построены гистограммы, по которым были подогнаны параметрические распределения вероятностей. Наилучшее согласие с гистограммами инкремента потоков в каждой точке рассматриваемой области Северной Атлантики продемонстрировало распределение Стьюдента со сдвигом. На рис. 9 для каждой точки Северной Атлантики показаны значения параметров сдвига, масштаба и оценено количество степеней свободы распределения Стьюдента, задаваемого плотностью вероятностей вида

$$p(x) = \frac{G\left(\frac{n+1}{2}\right)}{\sqrt{n\sigma\pi}G\left(\frac{n}{2}\right)} \left(1 + \frac{(x-\mu)^2}{\sigma^2 n}\right)^{\frac{n+1}{2}}$$
$$-\infty < x < \infty.$$

Из этих рисунков хорошо видно, что области больших значений параметров масштаба (диффузии) σ и больших по модулю (но отрицательных) значений параметра сдвига μ , рис. 9а, в основном совпадают с зоной Гольфстрима, с направлением убывания юг—север. Расположение обеих обла-

стей практически совпадает, но можно заметить, что область *максимальных* значений параметра масштаба σ лежит вдоль берегов, находясь немного севернее области *максимальных* по модулю (но отрицательных) значений параметра локации (сдвига) µ. При этом параметр формы *n* распределения Стьюдента ("число степеней свободы") может принимать нецелые значения и в основном лежит в пределах 2 ± 1 .

На рис. 10а—10в построены распределения инкрементов максимума, минимума и среднего после отделения годовой гармоники, показанной на рис. 8.

Как видно из этих рисунков, распределения как минимумов, так и максимумов достаточно хорошо аппроксимируются сразу несколькими теоретическими кривыми с достаточной степенью точности. В этом нет ничего удивительного, все теоретические распределения похожи, разница между ними проявляется только в области малых вероятностей ("хвостов), а этих значений мало.

Интересно проанализировать величины $a(t, \hat{x}^{l}(t)), (b^{l}(t, \hat{x}^{l}(t)), l = 1, 2, 3, взятых соответственно в т. максимума и минимума. На рис. 11а, 116 приведены временные графики поведения величины <math>a(t, \hat{x}^{l}(t))$ для минимума и максимума, соответственно, в суточном осреднении.



Рис. 9. Пространственные распределения параметров нецентрального распределения Стьюдента, (а) – параметр сдвига, (б) – параметр диффузии, (в) – число степеней свободы.

Видно, что коэффициент $a(t, \hat{x}^l(t))$ для минимума имеет выраженный годовой ход, с практически постоянными значениями летом и максимальными разбросами зимой, что отражает малую изменчивость значения минимума потока летом и максимальную в зимний период. Для максимума это не так, этот коэффициент достаточно хаотичен в течение всего года, но отрицателен, что понятно, так как показывает временную производную максимума, то есть изменение в минус.

Изменчивость характеристики ($b(t, \hat{x}(t))$) в суточном осреднении в течение климатического года мала, близка к нулю и поэтому не приводится. Поведение этих характеристик гораздо менее информативно. Дисперсия для максимума менее вариабельна, чем для минимума, в противовес тому факту, что изменение самого максимума более динамично, чем изменение минимума. Какой-либо периодичности в этой изменчивости не видно, что не противоречит тому факту, что основная крупно- и среднемасштабная изменчивость содержится в коэффициенте сноса. Поэтому представление процесса по формуле (5) оправдано.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В работе использован ранее разработанный авторами оригинальный метод на основе теории случайных процессов, обобщающий классическое разложение временных рядов на регулярные и стохастические составляющие. С его помощью изучается поведение потоков тепла в Северной Атлантике и анализируется их внутригодовая изменчивость. Выделяются структурные кластеры потоков, в частности их максимумы, минимумы и средние значения по всей рассматриваемой области, показывается, что для этих кластеров можно выделить их регулярные и стохастические составляющие их изменчивости, а также описать их распределения на внутригодовом масштабе. Выделяются области, в которых доминирует та или иная составляющая изменчивости, описывается их пространственно-временная динамика. Также показано, что временной ход максимума, минимума и среднего значений по области имеет ярко выраженную годовую гармонику при суточном осреднении данных наблюдений, а в шестичасовом осреднении эти гармоники не выражены, а на-



Рис. 10. Аппроксимация распределений случайного остатка от максимума (а), минимума (б) и среднего (в) после отделения годового хода.

оборот, большее влияние оказывают случайные характеристики.

При анализе временного хода максимума и минимума также показано, что при разложении этих величин по предложенной схеме поведение динамической составляющей заметно сильнее стохастической компоненты и имеет соответствующий знак, а именно: минус в случае максимума и плюс в случае минимума, что подтверждает корректность предложенной схемы анализа. Хорошее согласие распределения Стьюдента, имеющего довольно тяжелые хвосты (убывающие степенным образом), может быть объяснено тем, что оно является (масштабной) смесью нормальных (гауссовых) распределений при смешивающем обратном гамма-распределении.





Такие распределения возникают в качестве асимптотических для процессов типа неоднородных случайных блужданий. в частности. обобщенных дважды стохастических пуассоновских процессов [16]. Эти процессы описывают поведение случайных блужданий, случайные скачки которых имеют конечные вторые моменты (дисперсии), причем точки скачков образуют пуассоновский процесс со случайной интенсивностью. Как показано в [16], такие процессы являются наилучшими моделями неоднородных хаотических потоков событий. Подобные модели распределения приращений данных хорошо согласуются с моделью (1), в которой коэффициенты могут считаться случайными и зависящими как от самого процесса, так и от факторов, внешних по отношению к рассматриваемому процессу. Более того, информация о том, что смешивающее распределение является обратным гамма, может быть использована для конкретизации зависимости коэффициентов модели (1) от соответствующих факторов, что представляет собой отдельную задачу и определяет одно из направлений дальнейших исследований.

В статье использованы данные за последнее десятилетие (2011-2020 гг.). В силу наблюдаемых на подобных временных интервалах изменений климата, такой выбор представляется значительно более перспективным, по сравнению с анализом значений за конкретный год. Предложенный метод может использоваться и для расчета вероятностных распределений изучаемых величин и их статистического анализа и прогноза с использованием известных численных схем анализа вероятностных процессов, в частности численных решений уравнений Фоккера-Планка-Колмогорова. Также в качестве направления дальнейших исследований можно упомянуть применение метода скользяшего разделения смесей вероятностных распределений [17-19] для оценивания временной эволюции распределений коэффициентов стохастических дифференциальных уравнений, описывающих анализируемые процессы [20].

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 19-07-00914 и в рамках госзадания ИО РАН им. П.П. Ширшова (тема № 0128-2021-0002), а метод, изложенный в разделе 1, разработан при поддержке гранта РНФ №20-17-00139. Авторы выражают признательность чл.-корр. РАН, д. ф.-м. н., проф. С.К. Гулеву за полезные обсуждения полученных в работе результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Josey S., Kent E.C., Taylor P.K. New insights into the ocean heat budget closure problem from analysis of the SOC air-sea flux climatology // J. Climate. 1999. V. 12. P. 2856–2880.
- Grist J.R., Josey S.A. Inverse Analysis Adjustment of the SOC Air–Sea Flux Climatology Using Ocean Heat Transport Constraints // J. Climate. 2003. V. 16. P. 3274–3295.
- Berry D.I., Kent E.C. A new air-sea interaction gridded dataset from ICOADS with uncertainty estimates // Bulletin of the American Meteorological Society. 2009. V. 90. Iss. 5. P. 645–656.
- Yu L., Weller R.A. Objectively analyzed air-sea heat fluxes for the global ice-free oceans (1981–2005) // Bull. Am. Meteorol. Soc. 2007. V. 88. P. 527–539.
- Grodsky S., Bentamy A.A., Carton J.A., Pinker R.T. Intraseasonal latent heat flux based on satellite observations // J. Climate. 2009. V. 22. Iss. 17. P. 4539–4556.
- Andersson A., Klepp C., Fennig K., Bakan S., Grasl H., Schulz J. Evaluation of HOAPS-3 ocean surface freshwater flux components // J. Applied Meteorology and Climatology. 2011. V. 50. Iss. 2. P. 379–398.
- Kumar M., Kumar A., Mahanti N.C., Mallik C., Shukla R.K. Surface flux modelling using ARIMA technique in humid subtropical monsoon area // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2009. V. 71. Iss. 12. P. 1293– 1298.

- Gulev S.K., Latif M., Keenlyside N., Park W., Koltermann K.P. North atlantic ocean control on surface heat flux on multidecadal timescales // Nature. 2013. V. 499. Iss. 7459. P. 464–467.
- Gulev S.K., Belyaev K.P. Probability distribution characteristics for surface air-sea turbulent heat fluxes over the global ocean // J. Climate. 2012. V. 25. P. 184–206.
- Yu L., Weller R.A., Sun B. Improving latent and sensible heat flux estimates for the Atlnatic Ocean (1988–99) by a synthesis approach // J. Climate. 2004. V. 17. P. 373– 393.
- 11. *Kirtman B.P., Stockdale T., Burgman R.* The ocean's role in modeling and predicting seasonal-to-interannual climate variations // International Geophysics. 2013. V. 103. P. 625–643.
- Belyaev K.P., Tanajura C.A.S., O'Brien J.J. A data assimilation method used with an ocean circulation model and its application to the tropical Atlantic // Applied Mathematical Modelling. 2001. V. 25. Iss. 8. P. 655–670.
- Tanajura C.A.S., Belyaev K.P. On the oceanic impact of a data assimilation method in a coupled ocean-land-atmosphere-model // Ocean Dynamics. 2002. V. 52. P. 123–13
- 14. *Гихман И.И., Скороход А.В.* Введение в теорию случайных процессов. М.: Наука, 1976.
- Зверяев И.И., Яшаяев И.М. Сезонная изменчивость нолей давления, температуры воды и воздуха в Северной Атлантике по данным COADS // Изв. РАН.

Физика атмосферы и океана. 1996. № 2. С. 222-239.

- Королев В.Ю. Вероятностно-статистические методы декомпозиции волатильности хаотических процессов. М.: Издательство Московского университета, 2011. 512 с.
- Королев В.Ю., Горшенин А.К., Гулев С.К., Беляев К.П. Статистическое моделирование турбулентных потоков тепла между океаном и атмосферой с помощью метода скользящего разделения конечных нормальных смесей // Информатика и ее применения. 2015. Т. 9. Вып. 4. С. 3–13.
- Korolev V.Yu., Gorshenin A.K., Gulev S.K., Belyaev K.P. Statistical modeling of air-sea turbulent heat fluxes by finite mixtures of Gaussian distributions // Communications in Computer and Information Science. 2015. V. 564. P. 152–162.
- Gorshenin A., Korolev V., Kuzmin V., Zeifman A. Coordinate-wise versions of the grid method for the analysis of intensities of non-stationary information flows by moving separation of mixtures of gamma-distribution // Proceedings of 27th European Conference on Modelling and Simulation, 2013. Dudweiler, Germany: Digitaldruck Pirrot GmbH. P. 565–568.
- Горшенин А.К., Королев В.Ю., Щербинина А.А. Статистическое оценивание распределений случайных коэффициентов стохастического дифференциального уравнения Ланжевена // Информатика и ее применения. 2020. Т. 14. Вып. 3. С. 3–12.

Some Issues of the Intra-Annual Variability of Heat Fluxes in the North Atlantic

K. P. Belyaev^{1, 2, 3}, V. Yu. Korolev^{2, 3}, A. K. Gorshenin^{3, *}, A. I. Antipov², M. A. Imeev², N. I. Kirushkin², and M. A. Lobovskii²

¹Shirshov Institute of Oceanology of Russian Academy of Sciences, Nahimovskiy pr., 36, Moscow, 117997 Russia

²Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, GSP-1, Moscow, 119991 Russia

³Federal Research Center "Computer Science and Control" of the Russian Academy of Sciences, Vavilov str., 44-2, Moscow, 119333 Russia

*e-mail: agorshenin@frccsc.ru

The paper analyzes the statistical regularities of the intra-annual variability of heat fluxes in the North Atlantic during the ocean-atmosphere interaction. A diffusion random process is considered as a mathematical model of the variability of heat fluxes. The parameters of this process, that is, the drift vector and the diffusion (or standard deviation) matrix are estimated statistically using original methods. According to the results of observations, namely the ERA-5 reanalysis for 2011-2020, the evolution of these coefficients in the North Atlantic is studied and their behavior is compared with the behavior of the heat fluxes themselves. Zones of maximum, minimum, and average values of these flows are identified throughout the study area with daily and six-hour averaging, their behavior and the behavior of their daily variability are described as random values throughout the year. Statistical fitting of parametric models of their distributions is presented. Areas of the North Atlantic in which systematic factors are of decisive importance (the drift parameter exceeds the diffusion parameter) and vice versa are determined. This effect is discussed in terms of the behavior of the parameters of the probability distributions of the increments of the processes under consideration. The spatio-temporal variability of the extreme characteristics of flows (maximum and minimum over the computational domain at a fixed point in time) is analyzed.

Keywords: heat fluxes, ocean-atmosphere, statistical models, North Atlantic

УДК 551.465

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЗАВИХРЕННОСТЬ В ОКЕАНЕ: ПОДХОДЫ ЭРТЕЛЯ И РОССБИ С ОЦЕНКАМИ ДЛЯ ЛОФОТЕНСКОГО ВИХРЯ

© 2021 г. В. В. Жмур^{*a*, *b*}, Е. В. Новоселова^{*a*}, Т. В. Белоненко^{*a*, *}

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

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

*e-mail: t.v.belonenko@spbu.ru Поступила в редакцию 06.03.2021 г. После доработки 10.04.2021 г. Принята к публикации 09.06.2021 г.

В работе рассматривается понятие "потенциальная завихренность в океане", включая историю появления этого термина. Обсуждаются различные аспекты и основные формулы, по которым на практике проводятся расчеты потенциальной завихренности, а также условия выполнения закона ее сохранения. Рассматриваются два подхода к потенциальной завихренности: по формулам Россби и Эртеля. Для иллюстрации основных выводов приводятся оценки потенциальной завихренности для квазипостоянного антициклонического Лофотенского вихря Норвежского моря. Для расчетов используются данные глобального океанического реанализа GLORYS12V1. Установлено, что потенциальная завихренность по Эртелю является кинематической характеристикой и определяет ядро вихря, в котором значения характеристики нулевые, а на периферии ядра, где наблюдается сгущение изопикн, значения могут достигать величин -1.0×10^{-10} м⁻¹ с⁻¹. Построены вертикальные и горизонтальные разрезы относительной и потенциальной завихренности. Установлено, что при расчете потенциальной завихренности суммарный вклад членов, отвечающих за горизонтальные составляющие, существенно меньше, чем слагаемое с вертикальными составляющими. В отличие от потенциальной завихренности по Эртелю, потенциальная завихренность по Россби в квазигеострофическом приближении является динамической характеристикой. Основной вклад дает относительная завихренность, которая характеризует вращение частиц. Объемная потенциальная завихренность характеризует мощность вихря. Наибольшее по величине значение потенциальной завихренности соответствует горизонту 500 м и составляет $-1.3 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$; на горизонтах ниже 1000 м величины не превышают $1.0 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$, а на горизонте $3000 \text{ м} - 0.5 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. Объемная потенциальная завихренность для Лофотенского вихря равна $-9.82 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$. Для ядра (до 1000 м) она состав-

ляет $-2.28 \times 10^8 \text{ c}^{-1}$.

Ключевые слова: потенциальная завихренность, Россби, Эртель, закон сохранения, Лофотенский вихрь

DOI: 10.31857/S0002351521050151

1. ВВЕДЕНИЕ

Потенциальная завихренность (PV) — центральное понятие гидродинамики и физической океанографии, характеризующее многие процессы динамики атмосферы и океана. Обзор литературных источников показывает, что разные авторы трактуют PV по-разному, используя разные формулы для расчетов PV. Это говорит о том, что на практике PV не является простой характеристикой. В нашей работе мы попытались проанализировать существующие подходы и продемонстрировать их на примере оценок PVдля квазипо-

стоянного антициклонического Лофотенского вихря, расположенного в Норвежском море.

Роль PV была впервые показана Карлом-Густавом Россби в 1930-х гг. прошлого века [1–3]. Ключевыми свойствами PV являются обратимость, материальная инвариантность и выполнение теоремы о непроницаемости (the impermeability theorem). Обратимость подразумевает, что вихревые потоки импульса в океане тесно связаны с изоэнтропическими вихревыми потоками PV, в том числе из-за сильно нелинейных возмущений. Материальная инвариантность означает постоянство PVдля жидких частиц. Теорема о не-

проницаемости [4, 5] утверждает, что отсутствует чистый перенос PV через изопикнические (или изэнтропические) поверхности [6]. В этом случае выполняется закон сохранения: если изопикнические поверхности замкнуты (нет областей их выхода на поверхность), объемный интеграл Эртеля, т.е. PV внутри замкнутых изопикнических поверхностей, сохраняется независимо от их эволюции. И наоборот, изменение интеграла объема PV в изопикническом слое возможно только тогда, когда изопикнические поверхности выходят на поверхность. Это означает, что существует связь между объемным интегралом PV и физическими полями с учетом выхода их на поверхность (или дно) [6].

Термин "потенциальная завихренность" впервые ввел Россби в своей работе 1936 г., показав, что локальная относительная завихренность связана законом сохранения с локальной толшиной изначально покоящегося слоя жидкости. Идея Россби заключалась в том, чтобы ввести величину, которая определялась бы вертикальной составляющей относительной завихренности по аналогии с тем, как потенциальная температура определяется температурой воды. Эта идея Россби сегодня признана имеющей центральное и далеко идущее значение для понимания вихревой динамики в океане. Квазигеострофическая потенциальная завихренность в океане (иногда в литературе используется также термин псевдопотенциальная завихренность) ассоциируется с именем Россби [7].

Вклад Россби и Эртеля хорошо отражен в фундаментальной обзорной статье [8]. Часто предполагается, что Россби [1–3] и Эртель [9–11] независимо друг от друга вывели закон сохранения потенциальной завихренности. Эртель в определении потенциального вихря использовал потенциальную температуру (для "сухой" атмосферы). Идею использовать плотность в случае несжимаемого движения стратифицированной (по плотности) жидкости, по всей видимости, впервые предложил К. Трусделл [12].

Однако статьи Россби, опубликованные ранее статей Эртеля, свидетельствуют о первенстве именно Россби, а не Эртеля. Тем не менее, известная теорема о сохранении потенциальной завихренности сегодня носит имя Эртеля, так как чаще всего она используется в формулировке Эртеля.

Рассматривая сохранение потенциальной завихренности, нужно различать два аспекта: сохранение PV и сохранение субстанции потенциальной завихренности. Скорость изменения PVопределяется расходимостью вектора потока через поверхность. PV является инвариантом в том смысле, что PV в глобальном смысле (по объему Мирового океана) всегда сохраняется. Сохранение субстанции потенциальной завихренности означает, что потенциальная завихренность каждой частицы жидкости не изменяется при движении жидкости. Это более сильный закон сохранения, который выполняется только при ограничительных условиях. Первое условие - жидкость должна быть идеальной. Молекулярная вязкость и диффузия нарушают сохранение потенциальной завихренности. Второе условие – это ограничение на уравнение состояния жидкости: жидкость должна быть однокомпонентной. Если оба условия выполняются, тогда существует такой инвариант, что потенциальная завихренность, образованная этим инвариантом, сохраняется [13]. Потенциальная завихренность всегда сохраняется для идеальных океанических движений. когда термобарический коэффициент (зависящий от изменений давления коэффициентов теплового расширения и халинного сжатия) предполагается равным нулю, как, например, для несжимаемой морской воды (несжимаемость является вполне допустимым предположением для многих океанических движений).

Однако в действительности морская вода – это жидкость, компонентами которой являются вода и соль, и поэтому, вообще говоря, *PV* не сохраняется (за исключением случаев, когда уравнения для температуры и солености можно привести к одному уравнению для потенциальной плотности). Термобаричность морской воды, молекулярная вязкость, соленость и коэффициент диффузии всегда изменяют потенциальную завихренность жидкой частицы. Именно термобаричность и механизмы молекулярной диссипации изменяют потенциальную завихренность и механизмы молекулярной диссипации изменяют потенциальную завихренность при использовании различных приближений, применяемых к динамическим уравнениям (приближения Буссинеска, мелкой воды, *f*- и β-плоскости и т.д.).

Сегодня достижения в области компьютерных технологий и развитие моделирования позволяют изучать распределения *PV* для различных масштабов — будь то весь Мировой океан [14], отдельные акватории [15] или фронтальные зоны в океане [16]. В каждом из таких случаев анализ распределений *PV* позволяет лучше понять физику анализируемых процессов.

Целью нашей работы является анализ основных подходов для оценки потенциальной завихренности, а также их применение для Лофотенского вихря.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

2.1. Лагранжевые инварианты и условия выполнения закона сохранения РV

Пусть переменная q(x, y, z, t) является лагранжевым инвариантом, что означает, что физическая величина q(x, y, z, t) сохраняется для жидкой частицы во время ее движения, где x и y – горизонтальные переменные, *z* – вертикальная, *t* – время; система координат правая.

Согласно теореме Эртеля, величина

$$\Omega_* = \frac{(\Omega + 2\omega)\nabla\eta}{\rho} \tag{1}$$

является лагранжевым инвариантом. Величину Ω_* , рассчитываемую по формуле (1), назовем "потенциальной завихренностью в широком смысле". Здесь функция $\eta(x, y, z, t)$ – также некий лагранжевый инвариант, Ω = rot U – ротор скорости потока, ω – угловая скорость вращения Земли, $\rho(x, y, z, t)$ – плотность воды. Условия, при которых Ω_* является лагранжевым инвариантом следующие:

1. Жидкость идеальная (вязкость отсутствует);

2. Массовые силы потенциальны rot $\mathbf{F} = 0$;

3. Характеристика $\eta(x, y, z, t)$ является лагранжевым инвариантом;

4. Характеристика $\eta(x, y, z, t) = \eta(\rho, P)$ зависит от плотности ρ и давления P.

Нарушение этих условий приводит к тому, что Ω * перестанет сохраняться для жилкой частицы и уже не будет являться лагранжевым инвариантом. Часть этих условий можно принять, как, например, условие 2. Условие 1 считается справедливым для очень многих типов движения геофизической гидродинамике, в том числе для мезомасштабных явлений. Однако это условие нарушается в тонких придонных и приповерхностных экмановских слоях. Условие 3 самое расплывчатое: можно в качестве η взять энтропию, как часто делают в физике атмосферы, но тогда рассматриваются только адиабатические процессы. Но для океана в этом случае возникает проблема со свойством 4, где энтропия зависит не только от ρ и давления *P*, но также от солености и температуры. Однако в этом случае можно использовать другие лагранжевы инварианты, например, потенциальную плотность или потенциальную температуру, которые обладают нужными свойствами. Эртель для океана предложил в качестве функции $\eta(x, y, z, t)$ использовать плотность ρ с дополнительным условием несжимаемости:

$$\Omega_* = \frac{(\mathbf{\Omega} + 2\mathbf{\omega})\nabla\rho}{\rho}.$$
 (2)

Далее мы будем использовать выражение "потенциальная завихренность" в терминах соотношения (2), введя для него специальное обозначение *PV*:

$$PV = \frac{(\mathbf{\Omega} + 2\mathbf{\omega})\nabla\rho}{\rho}.$$
 (3)

Условия, при которых *PV* по формуле (3) является лагранжевым инвариантом, следующие:

а) жидкость идеальная (вязкость отсутствует);

b) массовые силы потенциальны rot $\mathbf{F} = 0$;

с) жидкость несжимаемая;

d) диффузия плотности отсутствует.

Нарушение перечисленных требований приводит к тому, что рассчитываемое по формуле (3) *PV* для жидких частиц не сохраняется и, следовательно, не может являться лагранжевым инвариантом [13].

С точки зрения физики потенциальная завихренность *PV* представляет собой лагранжев инвариант, объединяющий свойства – вращение жидкой частицы и деформацию ее формы. В геометрическом смысле это скалярное произведение векторов полного вихря и градиента логарифма плотности. Направление градиента плотности, называемое термодинамической вертикалью, слабо отличается от географической вертикали. Это дает возможность совершать различного рода упрощения математических формулировок задач. *PV*-это кинематическая характеристика движущейся частицы. В общем случае потенциальный вихрь не сохраняется. Однако в каких-то зонах океана это несохранение незначительно или эволюция происходит слишком медленно, так что на характерных рассматриваемых временных масштабах потенциальный вихрь частиц почти сохраняется. В этом случае можно рассматривать модели океана с сохраняющейся потенциальной завихренностью жидких частиц.

В гидродинамике под вихрем мы понимаем вращающуюся жидкость, а в качестве наиболее адекватной кинематической характеристики для описания вихрей считается ротор скорости Ω = rot U, т.е. относительная завихренность. Именно по величине Ω мы судим о том, сильный вихрь или слабый, а по знаку вертикальной компоненты Ω мы определяем его полярность. Однако исключительно по величине *PV* мы ничего не можем сказать об интенсивности вихря и даже не можем определить: циклон это или антициклон. Большая величина *PV* не означает, что здесь присутствует интенсивный вихрь, и, наоборот, малое значение *PV* не связано со слабым вихрем.

Если *PV* не характеризует интенсивность вихря, тогда возникает законный вопрос: какая польза от *PV*? Ответ зависит от ответа еще на один вопрос: является ли *PV* лагранжевым инвариантом или нет? Если *PV* – лагранжев инвариант, т.е. сохраняется у движущейся частицы, то, нарисовав изолинии *PV*(*x*, *y*, *z*, *t*) (или поверхности равной потенциальной завихренности), мы выделяем области, из которых частица выйти не может. Частицы не пересекают поверхности равных значений потенциальной завихренности *PV*(*x*, *y*, *z*, *t*),

однако при своем движении частицы могут деформировать и передвигать контуры равной *PV*. Благодаря изолиниям PV(x, y, z, t) мы можем определить области движения частиц жилкости.

Однако, если PV не лагранжев инвариант, т.е. не сохраняется у движущейся частицы, то, даже рассчитав поля PV(x, v, z, t), мы не сможем найти ограничения на области движения частиц. В этом случае частицы могут пересекать изолинии PV(x, y, z, t). Для частиц во время их перемещений изменяется величина $PV = \frac{(\mathbf{\Omega} + 2\mathbf{\omega})\nabla\rho}{\rho}$. Это означает, что у частиц изменяется относительная завихренность $\Omega = \operatorname{rot} U$ совместно с полем плотности в окружающем частицу пространстве. При этом уменьшение PV не обязательно сопровождается ослаблением вихря.

Таким образом, в общем случае потенциальный вихрь PV не сохраняется в областях океана, где генерируются вихри, как и не сохраняется в зонах. где вихри быстро диссипируют из-за вязкости.

2.2. Подход Эртеля

Основные методы расчета PV опираются на теорему Эртеля, где исходной формулой является соотношение (3). Однако в действительности расчеты по этой формуле практически никто не делает. Дело, по-видимому, в том, что при вычислении $\nabla \rho$ по натурным данным очень неравноценны вертикальная и горизонтальная составляющие и их изменчивость. В вертикальном направлении $\nabla \rho$ сильно изрезан, и часто требуется сглаживание, которое, в свою очередь, нивелирует некоторые движения. Один из вариантов расчета PV предполагает отдельно вычислять вертикальные и горизонтальные составляющие, а именно:

$$PV = \frac{(\mathbf{\Omega} + 2\mathbf{\omega})\nabla\rho}{\rho} =$$

$$= \frac{(\mathbf{\Omega} + 2\mathbf{\omega})_z \frac{\partial\rho}{\partial z}}{\rho} + \frac{(\mathbf{\Omega} + 2\mathbf{\omega})_h \nabla_h \rho}{\rho}.$$
(4)

Далее в первом слагаемом формулы (4) делают следующие подстановки: $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \cong -\frac{1}{g} N^2(z)$, $\Omega_z \equiv = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \zeta$, *и* и *v* – горизонтальные со-

ставляющие вектора скорости **V** = {u, v, w}, 2 ω_z = $= f = 2\omega \sin \phi, \ \omega -$ угловая скорость вращения Земли, N – частота Вяйсяля – Брента, f – параметр Кориолиса, g — ускорение свободного падения, ϕ —

широта. Тогда формула (4) переписывается следующим образом:

$$PV = -\frac{(f+\zeta)N^2}{g} + \frac{(\mathbf{\Omega}+2\mathbf{\omega})_h \nabla_h \rho}{\rho}.$$
 (5)

Многие авторы при расчете PV отбрасывают горизонтальные составляющие формул (4) или (5), считая их малыми по сравнению с первым слагаемым, а также иногда меняют знак PV на противоположный для того. чтобы значения РV были положительными, что позволяет использовать для оценок логарифмическую шкалу. Рассмотрим несколько формул, по которым на практике часто рассчитывается потенциальная завихренность для вихрей.

В работе [17] при расчете *PV* для Лофотенского вихря авторы отбрасывают второе слагаемое и рассчитывают только вертикальную составляющую потенциальной завихренности *q* по формуле:

$$q = \frac{(f+\zeta)\frac{\partial\rho}{\partial z}}{\rho_0},\tag{6}$$

где ρ_0 – референтная плотность, относящаяся к поверхности. Изменение знака в формуле (6), очевидно, связано с тем, что расчеты РУ по формуле (6) дают отрицательные значения (в северном полушарии), так как $\frac{\partial \rho}{\partial z} < 0$ (ось *z* направлена вверх).

В работе [18] потенциальную завихренность для антициклонического вихря, расположенного в желобе Роколл (Rockall Trough), рассчитывают по более полной формуле:

$$PV = \frac{(f+\zeta)N^2}{g} + \frac{1}{\sigma_0} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \sigma_0}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \sigma_0}{\partial y} \right).$$
(7)

Формула (7) является одной из форм записи формулы (5), где вместо р используется σ_0 – потенциальная плотность, а горизонтальный градиент скорости записывается в виде: Ω_h =

$$= \left\{ \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}; \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right\} \approx \left\{ -\frac{\partial v}{\partial z}; \frac{\partial u}{\partial z} \right\}.$$
 Еще одно упро-

щение в формуле (7), это ($\Omega + 2\omega$)_{*h*} $\approx \Omega_h$. Обратим внимание, что в формуле (7) оба слагаемых снова взяты с обратным знаком.

Далее, учитывая, что $b = -\frac{g\rho}{\rho_0}$ — сила плавучести, формулу (5) можно записать в другом виде:

$$PV = -\frac{(f+\zeta)N^2}{g} - \frac{(\mathbf{\Omega}+2\mathbf{\omega})_h \nabla_h b}{g}.$$
 (8)

Здесь $\Omega_h = \left\{ \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}; \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right\}$ – горизонтальные

составляющие ротора скорости (горизонтальная завихренность). Если не учитывать вертикальную составляющую скорости w и также пренебречь членом с ω_h в силу его малости, получим

$$\Omega_h \nabla_h b = -\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial y}.$$

Тогда формулу (8) можно записать в виде:

$$PV = -\frac{(f+\zeta)N^2}{g} - \frac{(\Omega+2\omega)_h \nabla_h b}{g} = -\frac{(f+\zeta)N^2}{g} + \frac{1}{g} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial y} \right).$$
(9)

Формула (9) чаще всего используется при расчете потенциальной завихренности для вихрей, в частности, в работе [19], где она используется в полярной системе координат (r, θ) :

$$PV(r,z) \equiv (\nabla \times \mathbf{V} + f\mathbf{z}) \cdot \frac{\nabla b}{g} =$$

$$= \frac{(f + \zeta(r,z)) N(r,z)^2}{g} - \frac{1}{g} \frac{\partial v_{\theta}}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial r}.$$
(10)

Здесь **V** – поле скорости, $b \equiv -g \frac{\rho}{\rho_0}$ – ускорение силы плавучести, $N^2 \equiv \frac{\partial b}{\partial z}$, а $\zeta \equiv \frac{1}{r} \frac{\partial (r\theta_0)}{\partial r}$ – относительная завихренность.

2.3. Недостатки формулы (9)

При замене $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \cong -\frac{1}{g} N^2(z)$ предполагается,

что возмущение частоты Вяйсяля—Брента движением жидкости мало. Но в мезомасштабных вихрях подъем и опускание изопикн в действительности может быть очень большим, особенно в периоды зимней конвекции [20–22]. Поэтому в расчетах частоты Вяйсяля—Брента возможны большие погрешности, которые ведут к погрешности оценок *PV* по формуле (9).

Кроме того, стандартная частота Вяйсяля— Брента вычисляется в состоянии покоя [23]. При наличии движения она может также зависеть и от пространственных переменных, причем эти изменения могут быть существенными. Однако в формуле (9) все это не учитывается. Таким образом, главная возможная причина отличия соотношений (3) и (9) кроется в именно в частоте Вяйсяля—Брента.

Тогда возникает резонный вопрос: а почему бы сразу не работать с исходной формулой Эртеля (3) и не переходить к другим формам записи? Очевидно, что ответ положительный, и тогда получается выражение для *PV*, выражающее зависимость непосредственно от градиентов плотности и скоростей течений:

$$PV = \frac{(\Omega + 2\omega)v\rho}{\rho} =$$

$$= \frac{(\Omega + 2\omega)_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + (\Omega + 2\omega)_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + (\Omega + 2\omega)_z \frac{\partial \rho}{\partial z}}{\rho} =$$

$$= \frac{\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} + 2\omega_x\right)\frac{\partial \rho}{\partial x} - \left(\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} + 2\omega_y\right)\frac{\partial \rho}{\partial y} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f\right)\frac{\partial \rho}{\partial z}}{\rho}.$$
(11)

Эту формулу можно немного упростить, если система координат выбрана так, что ось *x* направлена на восток, ось *y* – на север, ось *z* – вверх. Тогда в северном полушарии $2\mathbf{\Omega} = (0, f_h, f)$, где $f_h = 2\omega\cos\varphi$. Так как вертикальная составляющая скорости на несколько порядков (как минимум, на три) меньше горизонтальных, то соответствующие производные будут ничтожно малы, и тогда

$$PV = \frac{\left(-\frac{\partial v}{\partial z}\right)\frac{\partial \rho}{\partial x} - \left(-\frac{\partial u}{\partial z} + f_{h}\right)\frac{\partial \rho}{\partial y} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f\right)\frac{\partial \rho}{\partial z}}{\rho}.$$
 (12)

Отметим, что отклонение от условий (a–d) с учетом возможной дополнительной ошибки при вычислении частоты Вяйсяля—Брента приводит к тому, что на практике *PV* у частиц не сохраняется.



Рис. 1. Район исследования. Цветом показан донная топография, черными стрелками – основные элементы крупномасштабной циркуляции: NwASC (Norwegian Atlantic Slope Current) – Норвежское Склоновое течение, NwAFC (Norwegian Atlantic Frontal Current) – Норвежское Фронтальное течение, NCC (Norwegian Coastal Current) – Норвежское Прибрежное течение. Круговые белые стрелки показывают расположение Лофотенского вихря.

2.4. PV для периода глубокой конвекции

Обратим внимание, что в соотношениях (5), (9) и (12) для расчетов PV не требуется выполнения условий геострофичности и гидростатичности, вследствие чего эти формулы должны выполняться, вообще говоря, для всех движений, в том числе для вихрей и вихревых нитей. В случае зимней конвекции PV, по-видимому, формируется самой конвекцией, и закон сохранения следует заменить на закон ее эволюции. В реальности вся теория PV строится без учета вязкости и диффузии, а в периоды глубокой конвекции эти эффекты должны быть крайне важны и рассматриваться отдельно.

2.5. Подход Россби: квазигеострофическое приближение

Для квазигеострофического приближения (число Россби Ro < 1) выражение (3) для потенциального вихря Эртеля значительно упрощается. В частности, для мезомасштабных (возможно, также и субмезомасштабных) явлений, потенциальный вихрь можно представить в виде функции о в приближении *f*-плоскости:

$$\boldsymbol{\sigma} = \operatorname{rot}_{z} \mathbf{V} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f^{2}}{N^{2}} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) = \nabla^{2} \Psi + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f^{2}}{N^{2}} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right), \quad (13)$$

где ψ — функция тока. Иногда вместо (13) рассматривают о на β -плоскости:

$$\sigma_{\beta} = f_0 + \beta y + \nabla^2 \psi + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right).$$
(14)

Выражения (13) и (14) для потенциального вихря отличаются по размерности от PV, рассчитываемой по формулам (3), (5) и (9) с точностью до постоянного размерного множителя. В (13) и (14) размерность σ совпадает с размерностью относительной завихренности, и такой подход улучшает физическое толкование потенциальной завихренности, так как здесь большие по модулю значения σ соответствуют мощным вихрям и наоборот. Однако при этом подходе на практике часто возникают проблемы с расчетами частоты Вяйсяля—Брента, которая не должна обращаться в нуль.

Подчеркнем важное математическое свойство потенциального вихря в формулировке Россби – согласно (13), о выражается только через одну функцию тока ψ. Поэтому соотношение (13) в случае однородной потенциальной завихренности ядра можно рассматривать как постановку задачи о нахождении и эволюции функции тока и границы вихревого ядра. Для эллипсоидальной формы ядер такая задача решается аналитически, и этот подход изложен в работах [24–31]. Аналитические соотношения, полученные в этих работах, можно использовать для качественного и количественного сравнения натурных и теоретических характеристик вихрей.

3. ЛОФОТЕНСКИЙ ВИХРЬ НОРВЕЖСКОГО МОРЯ

3.1. Краткая характеристика Лофотенского вихря

Лофотенский вихрь расположен в центральной глубоководной части Лофотенской котловины Норвежского моря (рис. 1). Он был обнаружен в ходе гидрографических исследований Арктиче-

Nº 6

2021

ского и Антарктического научно-исследовательского института в 1970–1980-х гг. [32, 33]. В настоящее время Лофотенский вихрь представляет собой один из наиболее изученных вихрей в Мировом океане. Его существование подтверждено данными *in situ* [34], спутниковой альтиметрии [35, 36] и данными моделирования [20, 22]. Авторы [37] указывают положение Лофотенского вихря согласно данным гидродинамического моделирования в области, ограниченной 69°–70° с.ш. и 3°–5° в.д.

Квазипостоянный антиниклонический Лофотенский вихрь — это конвективная линза теплой и соленой воды на глубине 200-1000 м с пространственным масштабом, достигающим на поверхности 100 км. На поверхности Лофотенский вихрь проявляется повышенными значениями дисперсии аномалий уровня океана. из-за чего Лофотенскую котловину по праву называют "hot spot" Северной Атлантики [38]. Основной причиной регенерации вихря является осенне-зимняя конвекция [21, 22, 32, 33, 39-42]. Кроме того, Лофотенский вихрь подпитывается мезомасштабными вихрями, отделяющимися от ветвей Норвежского течения [35, 36, 43, 44]. Для Лофотенского вихря характерны значительные орбитальные скорости 0.7-0.8 м с⁻¹ [19, 43] и незначительный циклонический дрейф в пределах глубоководной части Лофотенской котловины.

3.2. Используемые данные

Для расчетов потенциальной завихренности использовались данные реанализа GLORYS12V1 (Global Ocean Physics Reanalysis), доступные на портале CMEMS (Copernicus Marine Environment Monitoring Service. Продукт GLORYS12V1 - вихреразрешающий реанализ Мирового океана с пространственным разрешением 1/12° на 50 горизонтах для периода, в который имеются альтиметрические наблюдения. Он основан на глобальной системе прогнозирования CMEMS в режиме реального времени. Моделью океанических условий выступает NEMO с форсингом ECMWF ERA-Interim. Наблюдения ассимилируются с помощью фильтра Калмана уменьшенного порядка. Данные спутниковых альтиметров (аномалия уровня моря), температура поверхности моря, концентрация морского льда и вертикальные профили температуры и солености in situ ассимилируются совместно. Данный продукт включает в себя ежелневные трехмерные поля потенциальной температуры, солености и течений, двумерные поля уровня, глубины верхнего квазиоднородного слоя, придонной потенциальной температуры, толщины льда, типов льда, скоростей дрейфа льда. Ассимилированные наблюдения: Reynolds 0.25° AVHRRonly SST, аномалии уровня со всех альтиметров, данные профилей температуры и солености из базы CMEMS CORAv4.1, данные по льду из базы CERSAT Sea Ice oncentration. Граничные условия по температуре и солености на 1991 г. принимались по данным EN.4.2.0. Для расчетов использовались данные GLORYS12V1 за 10 июня 2010 г. Батиметрия ETOPO1, береговая линия GEBCO8.

727

3.3. Оценки РV для Лофотенского вихря по формуле Эртеля

Для расчетов потенциальной завихренности по формуле Эртеля использовалась формула (12). На первом этапе было проведено сравнение вклада слагаемых этой формулы, которое показало, что основной вклад дает третье слагаемое, в то время как вклад других слагаемых уступает на два порядка (рис. 2). Это означает, что на практике можно не учитывать горизонтальные изменения завихренности и силы Кориолиса, ограничиваясь оценками, которые определяются только вертикальной составляющей. Таким образом, расчеты потенциальной завихренности по Эртелю проводились по следующей формуле:

$$PV = \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f\right)\frac{\partial \rho}{\partial z}}{\rho_0} = -\frac{(f+\zeta)N^2}{g}.$$
 (15)

На рис. 2а и 3 видно, что на графике PV хорошо выделяется ядро Лофотенского вихря, окруженное сгущением изолиний PV. Заметим, что во всей исследуемой области *PV* < 0, однако в ядре имеются нулевые значения. Минимальные отрицательные значения $PV \sim -1.0 \times 10^{-10}$ м⁻¹ с⁻¹ расположены на периферии ядра, где также наблюдается сгущение изопикн. Отметим, что в областях минимальных значений PV и сгушения изопикн наблюдаются также экстремумы слагаемых, которые обусловлены горизонтальными градиентами относительной завихренности и силы Кориолиса (26, 2в). На рис. 3 видно, что нулевые значения PV охватывают большую площадь по сравнению с таковыми в распределении завихренности ζ , экстремумы которой локализованы в более узкой области, что проявляется как на вертикальных, так и горизонтальных разрезах. Области положительных значений ζ, соответствующие циклоническому вращению частиц, соответствуют минимальным значениям $PV \sim -1.0 \times 10^{-10}$ м⁻¹ с⁻¹. На рис. 3 хорошо видно, что нулевые значения РУ выделяют замкнутое ядро в слое 100-800 м, в то время как динамический сигнал в вихре и наличие завихренности прослеживаются до самого дна (3250 м). Это подтверждает, что потенциальная завихренность Эртеля *PV* не связана ни с интенсивностью вихря, ни с направлением вращения частиц и является кинематической, а не динамической характеристикой вихря.



Рис. 2. а) оценка потенциальной завихренности $PV(M^{-1}c^{-1})$ для Лофотенского вихря по формуле (12); б) остаточный вклад горизонтальных градиентов завихренности и силы Кориолиса в PV: $PV_1 = \frac{\left(-\frac{\partial v}{\partial z}\right)\frac{\partial p}{\partial x} - \left(-\frac{\partial u}{\partial z} + f_h\right)\frac{\partial p}{\partial y}}{\rho_0}$; в) остаточный вклад горизонтальных градиентов завихренности в $PV(f_h = 0)$: $PV_2 = \frac{\left(-\frac{\partial v}{\partial z}\right)\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\frac{\partial p}{\partial y}}{\rho_0}$. Расчеты проводились по данным GLORYS12V1.



Рис. 3. Оценки $PV(M^{-1} c^{-1})$ и относительной завихренности $\Omega_{\zeta} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \zeta (c^{-1})$ для Лофотенского вихря по данным GLORYS12V1. Серыми линиями показаны изопикны.



Рис. 4. Зависимость числа Россби $\left(\text{Ro} = \left| \frac{\zeta}{f} \right| \right)$ от глубины на зональном разрезе через Лофотенскую котловину.

3.4. Расчет потенциальной завихренности для квазигеострофического приближения на f-плоскости

Расчет σ производился по формуле (13) в предположении выполнения гидростатического приближения и малости числа Россби. На рис. 4 показано, что число Россби для Лофотенского вихря не превышает 0.3. Частота Вяйсяля—Брента и функция тока вычислялись с помощью термодинамического уравнения TEOS-10 [23], реализованного в среде Matlab. Для расчетов функции тока применялся алгоритм Каннингема [23, 45]. В следующей статье мы представим оригинальный алгоритм расчета второго слагаемого в формуле (13), который приведет к пересмотру принятого подхода.

На рис. 5 видно, что график σ идентичен графику относительной завихренности $\Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \zeta$ при данном подходе (рис. 3). Это

означает, что изолинии σ и ζ практически совпадают и, следовательно, характеристики σ и ζ в вихревом ядре связаны функциональной зависимостью. Величины σ и ζ в ядре везде отрицательны и достигают значений -3×10^{-5} с⁻¹.

Потенциальная завихренность σ характеризует вращение вихря и является динамической характеристикой. Размерность σ отличается от размерности *PV*.

3.5. Объемная потенциальная завихренность

Для Лофотенского вихря в расчетах объемной потенциальной завихренности σ_V боковые границы вихря определялись по нулевым значениям ζ [46].

На рис. 6 представлены средние значения σ_V в Лофотенском вихре на горизонтах. Видно, что в ядре вихря максимальные по модулю средние (по площади) значения σ_V расположены в слое 200–800 м. Наибольшая отрицательная завихренность соответствует горизонту 500 м и составляет $-1.3 \times 10^{-5} \,\mathrm{c}^{-1}$. На горизонтах ниже 1000 м модуль осредненных значений σ_V не превышает $1.0 \times 10^{-5} \,\mathrm{c}^{-1}$, а



Рис. 5. Распределение σ (c⁻¹) по формуле (13) за 10 июня 2010 г. Серыми линиями показаны изопикны.

2021

№ 6

том 57



Рис. 6. Вертикальный профиль изменчивости средних значений σ в Лофотенском вихре на различных горизонтах (обозначены красными крестиками).

на горизонте 3000 м в два раза меньше и составляет $0.5\times 10^{-5}\,c^{-1}.$

Так как в поверхностном слое данных GLORYS12V1 содержится большое число выбросов, расчеты объемной потенциальной завихренности σ_V производились от 16 м до дна (до 3000 м). Объемная потенциальная завихренность σ_V для вихря объема V рассчитывалась по интегральной формуле:

$$\sigma_{V} = \int_{V} \left(\nabla^{2} \psi + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f^{2}}{N^{2}} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right) dx dy dz.$$
(16)

Объемная потенциальная завихренность σ_V для Лофотенского вихря равна $-9.82 \times 10^6 \, c^{-1}$. Для ядра (до 1000 м) объемная σ_V составляет $-2.28 \times 10^8 \, c^{-1}$.

Объемная потенциальная завихренность σ_V характеризует мощность вихря.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассматривается ключевое понятие гидродинамики и физической океанографии – потенциальная завихренность. Обсуждаются основные формулы, которые используются при расчетах потенциальной завихренности, а также условия для их применения. Показано, что, согласно известной теореме Эртеля, потенциальная завихренность частиц, не пересекающих изопикнические поверхности, в глобальном смысле сохраняется, хотя на практике условия выполнения этой теоремы часто не выполнимы. Представлены два основных подхода к оценкам потенциальной завихренности: по формуле Эртеля и по формуле Россби для квазигеострофического приближения. Показано, что в обоих случаях основной вклад вносит слагаемое, связанное с вертикальной составляющей ротора скорости. Важно отметить, что эти характеристики потенциальной завихренности имеют различную размерность.

Оценки потенциальной завихренности проводились для акватории квазипостоянного антициклонического Лофотенского вихря, расположенного в Норвежском море. Показано, что потенциальная завихренность в подходе Эртеля характеризует ядро вихря с нулевыми значениями потенциальной завихренности, окруженное сгущениями изолиний со значениями потенциальной завихренности $\sim -1.0 \times 10^{-10}$ м⁻¹ с⁻¹, расположенными на периферии ядра. Значения потенциальной завихренности отрицательны во всей области за исключением ядра с нулевыми значениями. Потенциальная завихренность по Эртелю не связана с интенсивностью вихря, не характеризует его полярность и является кинематической, а не динамической характеристикой вихря.

В отличие от потенциальной завихренности по Эртелю, потенциальная завихренность по Россби в квазигеострофическом приближении является динамической характеристикой. Основной вклад дает относительная завихренность, которая характеризует вращение частиц. Объемная потенциальная завихренность характеризует мощность вихря. Наибольшее по модулю значение потенциальной завихренности соответствует горизонту 500 м и составляет $-1.3 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$; на горизонтах ниже 1000 м величины по модулю не превышают $1.0 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$, а на горизонте 3000 м $-0.5 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. Объемная потенциальная завихренность для Лофотенского вихря равна $-9.82 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$. Для ядра (до 1000 м) она составляет $-2.28 \times 10^8 \text{ c}^{-1}$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Публикация выполнена при финансовой поддержке гранта СПбГУ № 75295423.

В.В. Жмур поддержан средствами государственного бюджета по госзаданию № 0128-2021-0002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Rossby C.-G. Dynamics of Steady Ocean Currents in the Light of Experimental Fluid Mechanics // Papers in Physical Oceanography and Meteorology. 1936. V. 5. $N_{\rm O}$ 1.
- Rossby C.-G. On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems // II. J. Mar. Res. 1938. V. 2. P. 239–263.

- 3. *Rossby C.-G.* Planetary flow patterns in the atmosphere // Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 1940. V. 66. P. 68–87.
- Haynes P., McIntyre M. On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces // J. Atmos. Sci. 1987. V. 44. № 5. P. 828–841.
- Haynes P., McIntyre M. On the conservation and impermeability theorems for potential vorticity // J. Atmos. Sci. 1990. V. 47. № 16. P. 2021–2031. https://doi.org/10.1175/ 1520-0469(1990)047<2021:OT-CAIT>2.0.CO;2
- 6. *Morel Y., Gula J., Ponte A.* Potential Vorticity diagnostics based on balances between volume integral and boundary conditions // Ocean Modelling. 2019. V. 138. P. 23–35.
 - https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2019.04.004
- 7. *Гневышев В.Г., Белоненко Т.В.* Парадокс Россби и его решение // Гидрометеорология и экология. 2020. Т. 61. С. 480–493.
- https://doi.org/10.33933/2074-2762-2020-61-480-493
- 8. *Hoskins B.J., McIntyre M.E., Robertson A.W.* On the use and significance of isentrophic potential vorticity maps // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1985. V. 111. № 470. P. 877–946.

https://doi.org/10.1002/qj.49711147002

- 9. *Ertel H*. Ein neuer hydrodynamischer Erhaltungssatz // Die Naturwissenschaften. 1942a. V. 36. P. 543–544.
- 10. *Ertel H*. Über hydrodynamischer Wirbelsätze // Physikalische Zeitschrift Leipzig. 1942b. V. 43. P. 526–529.
- 11. *Ertel H*. Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz // Meteorologische Zeitschrift. 1942c. V. 59. P. 277–281.
- 12. *Truesdell C. A. T.* On Ertel's Vorticity Theorem // Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP). 1951. V. 2. P. 109–114.
- Müller P. Ertel's potential vorticity theorem in physical oceanography // Rev. Geophys. 1995. V. 33. № 1. P. 67–97.

https://doi.org/10.1029/94rg03215

- *Keffer T.* The Ventilation of the World's Oceans: Maps of the Potential Vorticity Field // J. Phys. Oceanogr. 1985. V. 15. P. 510–523.
- McDowell S., Rhines P., Keffer T. North Atlantic Potential Vorticity and Its Relation to the General Circulation // J. Phys. Oceanogr. 1982. V. 12. P. 1417–1436. https://doi.org/10.1175/1520-0485(1982)012<1417: NAPVAI>2.0.CO;2
- Giordani H., Lebeaupin Brossier C., L'eger F., Caniaux G. A PV-approach for dense water formation along fronts: Application to the Northwestern Mediterranean // J. Geophys. Res.: Oceans. 2017. V. 122. № 2. P. 995– 1015.

https://doi.org/10.1002/2016JC012019

17. *Trodahl M., Isachsen P.E., Nils J.N., Kristensen M.* The Regeneration of the Lofoten Vortex through Vertical Alignment // J. Phys. Oceanogr. 2020. V. 50. P. 2689–2711.

https://doi.org/10.1175/JPO-D-20-0029.1

- Smilenova A., Gula J., Le Corre M., Houpert L., Reecht Y. A persistent deep anticyclonic vortex in the Rockall Trough sustained by Anticyclonic Vortices Shed From the slope current and wintertime convection // J. Geophys. Res.: Oceans. 2020. V. 125. № 10. https://doi.org/10.1029/2019JC015905
- 19. Bosse A., Fer I., Lilly J. M., Søiland H. Dynamical controls on the longevity of a non-linear vortex: The case of

the Lofoten Basin Eddy // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 1–10. https://doi.org/10.1038/s41598-019-49599-8

- 20. Колдунов А.В., Белоненко Т.В. Гидродинамическое моделирование поля вертикальной скорости в Лофотенском вихре // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2020. Т. 56. № 5. С. 575–585. https://doi.org/10.31857/S0002351520040045
- Травкин В.С., Белоненко Т.В. Оценка глубины зимней конвекции в Лофотенской котловине Норвежского моря и методы ее оценки // Гидрология и экология (Ученые записки РГГМУ). 2020. Т. 59. Р. 67–83.

https://doi.org/10.33933/2074-2762-2020-59-67-83

- 22. Федоров А., Башмачников И., Белоненко Т. Зимняя конвекция в Лофотенской котловине по данным буев ARGO и гидродинамического моделирования // Вестник Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле. 2019. Т. 64. № 3. С. 491–511. https://doi.org/10.21638/spbu07.2019.308
- IOC, SCOR, IAPSO. The international thermodynamic equation of seawater – 2010: Calculation and use of thermodynamic properties. Intergovernmental Oceanographic Commission, Manuals and Guides No. 56. UNESCO (English), 2010. 196 p.
- 24. *Жмур В.В., Панкратов К.К.* Динамика эллипсоидального приповерхностного вихря в неоднородном потоке // Океанология. 1989. Т. 29. № 2. С. 205–211.
- 25. *Жмур В.В., Щепеткин А.Ф.* Эволюция эллипсоидального вихря в стратифицированном океане в приближении f-плоскости // Изв. АН СССР. ФАО. 1991. Т. 27. № 5. С. 492–503.
- 26. *Жмур В.В.* Мезомасштабные вихри океана. М.: ГЕОС, 2011. 384 с.
- 27. *Meacham S.P., Pankratov K.K., Shchepetkin A.F., Zhmur V.V.* The interaction of ellipsoidal vortices with background shear flows in a stratified fluid // Dynamics of Atmospheres and Oceans. 1994. V. 21. № 2–3. P. 167–212.

https://doi.org/10.1016/0377-0265(94)90008-6

- Pankratov K.K., Zhmur V.V. A dynamics of desinglarized quasigeostrophic vortices // Phys. Fluids A. 1991. V. 3. P. 1464.
- 29. *Koshel K.V., Ryzhov E.A., Zhmur V.V.* Ellipsoidal vortex in a nonuniform flow: Dynamics and chaotic advections // J. Mar. Res. 2011. V. 69. № 2–3. P. 435–461.
- Koshel K.V., Ryzhov E.A., Zhmur V.V. Diffusion effected passive scalar transport in an ellipsoidal vortex in a shear flow // Nonlinear Processes in Geophysics. 2013. V. 20. P. 437–444. https://doi.org/10.5194/npg-20-437-2013
- Koshel K.V., Ryzhov E.A., Zhmur V.V. Effect of the vertical component of diffusion on passive scalar transport in an isolated vortex model // Phys. Rev. 2015. V 92. № 5. 053021.

https://doi.org/10.1103/PhysRevE.92.053021

- 32. Иванов В.В., Кораблев А.А. Формирование и регенерация внутрипикноклинной линзы в Норвежском море // Метеорология и гидрология. 1995а. Т. 9. С. 102–110.
- Иванов В.В., Кораблев А.А. Динамика внутрипикноклинной линзы в Норвежском море // Метеорология и гидрология. 19956. Т. 10. С. 55–62.
- 34. Белоненко Т.В., Колдунов А.В., Сентябов Е.В., Карсаков А.Л. Термохалинная структура Лофотенского

вихря Норвежского моря на основе экспедиционных исследований и по данным гидродинамического моделирования // Вестник Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле. Науки о Земле. 2018. Т. 63. № 4. С. 502–519.

https://doi.org/10.21638/spbu07.2018.406

- 35. Zinchenko V.A., Gordeeva S.M., Sobko Yu.V., Belonenko T.V. Analysis of Mesoscale eddies in the Lofoten Basin based on satellite altimetry // Fundamentalnaya i Prikladnaya Gidrofzika. 2019. V. 12. № 3. P. 46–54. https://doi.org/10.7868/S2073667319030067
- 36. *Travkin V.S., Belonenko T.V.* Seasonal variability of mesoscale eddies of the Lofoten Basin using satellite and model data // Russ. J. Earth Sci. 2019. V. 19. № 5. ES5004.

https://doi.org/10.2205/2019ES000676

- 37. Белоненко Т.В., Волков Д.Л., Ожигин В.К., Норден Ю.Е. Циркуляция вод в Лофотенской котловине Норвежского моря // Вестник Санкт-Петербургского университета. 2014. Т. 7. № 2. С. 108–121.
- Volkov D.L., Belonenko T.V., Foux V.R. Puzzling over the dynamics of the Lofoten Basin - a sub-Arctic hot spot of ocean variability // Geophys. Res. Lett. 2013. V. 40. № 4. P. 738–743. https://doi.org/10.1002/grl.50126
- 39. Alexeev V.A., Ivanov V.V., Repina I.A., Lavrova O.Yu., Stanichny S.V. Convective structures in the Lofoten Basin based on satellite and Argo data // Izv., Atmos. Oceanic Phys. 2016. V. 52. № 9. P. 1064–1077. https://doi.org/10.1134/S0001433816090036
- Блошкина Е.В., Иванов В.В. Конвективные структуры в Норвежском и Гренландском морях по ре-

зультатам моделирования с высоким пространственным разрешением // Труды Гидрометцентра России. 2016. Т. 361. С. 146–168.

- 41. Yu et al. The Lofoten Basin Eddy: Three years of evolution as observed by Seagliders // J. Geophys. Res. 2017. V. 122. № 8. P. 6814–6834. https://doi.org/10.1002/2017JC012982
- 42. Новоселова Е.В., Белоненко Т.В. Изопикническая адвекция в Лофотенской котловине Норвежского моря // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2020. Т. 13. № 3. С. 56–67. https://doi.org/10.7868/S2073667320030041
- 43. Fer I., Bosse A., Ferron B., Bouruet-Aubertot P. The Dissipation of Kinetic Energy in the Lofoten Basin Eddy // J. Physical Oceanography. 2018. V. 48. № 6. P. 1299–1305.

https://doi.org/10.1175/JPO-D-17-0244.1

- 44. Gordeeva S., Zinchenko V., Koldunov A., Raj R.P., Belonenko T. Statistical analysis of long-lived mesoscale eddies in the Lofoten Basin from satellite altimetry // Adv. Space Res. 2020. S0273117719307070. https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.09.029
- 45. *Cunningham S.A.* Circulation and volume flux of the North Atlantic using synoptic hydrographic data in a Bernoulli inverse // J. Marine Res. 2000. V. 58. P. 1–35. https://doi.org/10.1357/002224000321511188
- 46. Bashmachnikov I., Sokolovskiy M.A., Belonenko T.V., Volkov D.L., Isachsen P.E., Carton X. On the vertical structure and stability of the Lofoten vortex in the Norwegian Sea // Deep Sea Res., Part I. 2017. V. 128. P. 1–27. https://doi.org/10.1016/j.dsr.2017.08.001

Potential Vorticity in the Ocean: Ertel and Rossby Approaches with Estimates for the Lofoten Vortex

V. V. Zhmur^{1, 2}, E. V. Novoselova¹, and T. V. Belonenko^{1, *}

¹Saint Petersburg State University, Universitetskaya nab., 7–9, St. Petersburg, 199034 Russia

²Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Nahimovskiy prosp., 36, Moscow, 117997 Russia *e-mail: t.v.belonenko@spbu.ru

The paper observes the concept of "potential vorticity in the ocean", including the history of the appearance of this term. Various aspects and basic formulas are discussed, which are used in practice to calculate potential vorticity, and the conditions for the fulfilment of its conservation law are considered. Two approaches to potential vorticity are considered: by the Ertel and Rossby formulas. To illustrate the main conclusions, we present estimates of the potential vorticity for the quasi-permanent anticyclonic Lofoten vortex in the Norwegian Sea. We use the data of the global oceanic reanalysis GLORYS12V1 for calculations of the potential vorticity. We establish that the potential vorticity by the Ertel is a kinematic characteristic determined by the vortex core, in which the typical values are zero, while they can reach values of -10×10^{-10} m⁻¹ s⁻¹ at the core-periphery, where the concentration of the isopvenals is observed. The vertical and horizontal sections of the relative and potential vorticities are also constructed. It is found that the main contribution in the potential vorticity are the horizontal components while vertical components are significantly less. In contrast to the potential vorticity by Ertel, the potential vorticity by Rossby in the quasi-geostrophic approximation is the dynamic characteristic. The main contribution is made by the relative vorticity, which characterizes the rotation of the particles. The volumetric potential vorticity characterizes the vortex power. The highest potential vorticity value corresponds to the horizon of 500 m and is -1.3×10^{-5} s⁻¹; at horizons below 1000 m, the values do not exceed 1.0×10^{-5} s⁻¹, and at a horizon of 3000 m it is about 0.5×10^{-5} s⁻¹. The volumetric potential vorticity for the Lofoten vortex is $-9.82 \times 10^{6} \text{ s}^{-1}$. For the core (up to 1000 m), it is $-2.28 \times 10^{8} \text{ s}^{-1}$.

Keywords: potential vorticity, Rossby, Ertel, conservation law, Lofoten vortex
УДК 551.463.6 552.463.5

ОПЕРАТИВНЫЙ ПРОГНОЗ ДИНАМИКИ ВОД НА ЧЕРНОМОРСКОМ ПОДСПУТНИКОВОМ ПОЛИГОНЕ "ГЕЛЕНДЖИК"

© 2021 г. А. И. Кубряков^{*a*, *}, А. В. Григорьев^{*b*, *c*, **, В. А. Кубряков^{*b*, ***}}

^аМорской гидрофизический институт РАН, ул. Капитанская, 2, Севастополь, 299011 Россия ^bГосударственный океанографический институт им. Н.Н. Зубова, Росгидромет, Кропоткинский пер., 6, Москва, 119034 Россия

^сМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),

Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская область, 141701 Россия

*e-mail: alexander.kubryakov@mhi-ras.ru

e-mail: ag-privat@mail.ru *e-mail: kubr@mail.ru Поступила в редакцию 05.04.2021 г. После доработки 03.06.2021 г. Принята к публикации 11.08.2021 г.

Представлена разработанная на основе технологии двойного вложения сеток *о*-координатная оперативная модель прогноза состояния вод на Черноморском подспутниковом полигоне в районе г. Геленджик. Данные для задания начальных и граничных условий модели поступают из Черноморской прибрежной прогностической системы. Модель способна воспроизводить субмезомасштабную изменчивость течений на полигоне. Приведен пример трехдневного прогноза полей температуры, солености и скорости течений для зимнего сезона.

Ключевые слова: оперативная модель, технология вложенных сеток, циркуляция вод, сигма-координаты, подспутниковый полигон, субмезомасштабные процессы

DOI: 10.31857/S0002351521060079

введение

В настоящее время для Черного моря разработан целый ряд моделей циркуляции с высоким разрешением, позволяющих исследовать мезомасштабную и субмезомасштабную изменчивость гидродинамических процессов [1-11], в том числе в прибрежных водах. Для прибрежных морских районов особенно актуальным является создание оперативных моделей прогноза динамики вод, поскольку стремительно возрастающая в последние десятилетия антропогенная нагрузка на эти акватории обусловливает возрастание вероятности крупных аварий и катастроф с нанесением непоправимого ущерба их рекреационным и биологическим ресурсам. Что требует наличия актуальной информации не только о текущем состоянии вод, но и о возможном его изменении для быстрого принятия управленческих решений в целях ликвидации негативных последствий.

Пространственное разрешение существующих в настоящее время оперативных глобальных моделей Черного моря [12–17], несмотря на ошеломляющий прогресс компьютерных технологий, все еще недостаточно для описания всего спектра изменчивости его циркуляции из-за требований сохранения приемлемого времени счета при оперативном прогнозе. Описание в рамках глобальной модели мезомасштабной и субмезомасштабной изменчивости в какой-либо конкретной локальной области возможно при использовании сетки с переменным шагом, как это сделано, например, в [18, 19]. При этом для достижения необходимого разрешения используемая система координат модифицируется путем помещения полюса в нужную точку расчетной области. При использовании этого метода отсутствует необходимость задания условий на открытых границах, ограничивающих рассматриваемую локальную область. Однако такой подход скорее приемлем для решения конкретных исследовательских задач, чем для построения оперативных прогностических систем. поскольку, во-первых, как отмечено в [18]. уменьшение шага по пространству в локальной области с неизбежностью ведет к необходимости уменьшения шага по времени и, как следствие, к увеличению времени счета. Во-вторых, при необходимости проведения расчетов в другой локальной области требуется перестройка всей глобальной модели. Одним из решений этой проблемы является построение локальных прибрежных моделей, в которых достаточно высокое разрешение позволяет сохранить разумное время счета.

Оперативный прогноз состояния вод в прибрежных районах Черного моря осуществляется Черноморской прибрежной системой морских прогнозов (ЧПСМП), разработанной в рамках проектов Европейской комиссии EU FP6 ECOOP и FP7 MyOcean [15, 20-24], которая является подсистемой функционирующей в Морском гидрофизическом институте оперативной системы диагноза и прогноза Черного моря, основанной на глобальной общебассейновой модели Черного моря [15–17]. ЧПСМП охватывает почти все побережье Черного моря, за исключением северного берега Турции, и включает пять районов: юго-западный бассейн вдоль берегов Болгарии и Турции, северо-западный шельф у берегов Румынии и Украины, акваторию вокруг п-ва Крым, северо-восточную зону у побережья России и прибрежную зону Грузии. Для расчета циркуляции в прибрежной зоне Грузии используется модель в *z*координатах [25], для остальных районов исσ-координатная модель пользуется BSCM (BlackSeaCoastalModel), являющаяся, по сути, версией модели циркуляции Принстонского университета (РОМ), адаптированной к физико-географическим условиям Черного моря [20, 26-30]. Оперативная модель циркуляции, на основе которой осуществляется прогноз состояния вод в северо-восточной области Черного моря у побережья России (RuReM), инсталлирована в Государственном океанографическом институте им. Н.Н. Зубова (ГОИН) [23]. Прогностические расчеты по прибрежным моделям производятся на основе использования технологии вложенных сеток без обратной связи [31]. Вся необходимая информация для этих моделей поступает из глобальной модели Черного моря. Валидация модели RuReM проводилась на основе данных наблюдений на Черноморском подспутниковом полигоне "Геленджик" (далее – полигон), развернутом на базе Южного отделения Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН [23, 33, 34]. Полигон является уникальным источником натурной информации о состоянии морской среды, в том числе для валидации математических моделей. Размещенные на полигоне автономные измерительные системы, а также судовые и спутниковые наблюдения обеспечивают регулярное получение гидрофизических, гидрохимических и биооптических данных с высоким пространственно-временным разрешением [32].

Все указанные выше прибрежные модели, в том числе модель RuReM, имеют горизонтальное разрешение около 1 км. Этого разрешения достаточно для воспроизведения мезомасштабной изменчивости (квазигеострофические вихри с горизонтальным масштабом ~10 км), но недостаточно для описания субмезомасштабных процессов (нестационарные вихри с масштабом ~1 км) [1]. В частности, для описания термохалинной структуры и динамики вод на полигоне.

Целью настоящей работы является описание оперативной модели прогноза состояния моря в акватории, включающей в себя полигон, основанной на технологии двойного вложения сеток и сочлененной с оперативной прибрежной региональной моделью RuReM.

МОДЕЛЬ ЦИРКУЛЯЦИИ

В качестве локальной модели циркуляции вод нами использовалась вышеупомянутая о-координатная модель BSCM, адаптированная к физико-географическим условиям полигона. Ранее на основе этой модели со сверхвысоким разрешением восстанавливалась субмезомасштабная циркуляция в Севастопольской бухте [35]. Модель основана на полной системе уравнений термогидродинамики океана со свободной поверхностью в приближении Буссинеска, гидростатики и несжимаемости жидкости. Коэффициент горизонтальной турбулентной вязкости А_м вычислялся по формуле Смагоринского [36], турбулентное число Прандтля для определения коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии принималось равным 5. Коэффициенты вертикальной турбулентной диффузии и вязкости вычислялись согласно инкорпорированной в модель циркуляции модели турбулентности Меллора-Ямады [37]. Конечно-разностная аппроксимация уравнений модели по пространству производилась на сетке С по терминологии Аракавы [38]. При интегрировании по времени используется технология разделения на моды [39, 40], согласно которой сначала решаются уравнения относительно уровня и средних по глубине горизонтальных компонент скорости по явной схеме "чехарда" с достаточно малым шагом по времени, удовлетворяющим критерию КФЛ [41] для быстрых баротропных длинных волн. После выполнения нескольких шагов по времени решается система уравнений для внутренней моды с гораздо большим шагом по времени. При этом используется полунеявная схема [40], в соответствии с которой сначала рассчитываются по явной схеме первого порядка точности с направленными против потока разностями члены, описывающие адвекцию и горизонтальную диффузию. Для уменьшения схемной вязкости применялась итеративная схема Смоларкевича [42] со специально определяемой "антидиффузионной" скоростью. Затем методом прогонки вычисляются слагаемые, описывающие вертикальную диффузию. Шаг по времени полагался равным для баротропной моды 0.4 с, для бароклинной – 12 с.

Горизонтальное разрешение модели составляет примерно 141 м вдоль широты и 191 м вдоль дол-



Рис. 1. Полигон "Геленджик" (https://ocean.ru/index.php/otdeleniya-i-filialy-io-ran/yuzhnoe-otdelenie/item/1060-chernomorskij-poligon-io-ran-gelendzhik-poligon-gelendzhik) (а) и рельеф дна в расчетной области (б). Красным прямоугольником обозначен полигон.

готы. По вертикали использовалось 18 σ-уровней: 0.0; -0.004; -0.009; -0.013; -0.022; -0.034; -0.046; -0.058; -0.079; -0.11; -0.171; -0.268; -0.366; -0.463; -0.561; -0.78; -0.902; -1.000. На рис. 1 приведена топография дна в расчетной области и границы полигона. Используемый в модели рельеф дна был создан на основе базы данных GEBCO (шаг исходной сетки ~1 км) посредством линейной интерполяции в узлы расчетной сетки.

На открытых жидких границах области ставились условия, аналогичные задаваемым на жидкой границе региональной модели RuReM:

 для нормальных компонент баротропной (средней по глубине) скорости использовалось условие Флэтера:

$$U_R^{normal} = U_G^{normal} + \varepsilon \sqrt{\frac{g}{H}} (\eta_R - \eta_G), \qquad (1)$$

где индекс *R* соответствует вложенной локальной модели с более высоким разрешением, а *G* – внешней региональной модели с низким разрешением в соответствующем узле расчетной сетки локальной модели. Константа $\varepsilon = 1$ для восточной границы и $\varepsilon = -1$ для западной и южной границ;

 для касательных компонент баротропной скорости используется условие:

$$U_R^{tangent} = U_G^{tangent},\tag{2}$$

 для нормальных и касательных компонент бароклинной скорости используется такое же условие:

$$u_R^{normal} = u_G^{normal}; \quad u_R^{tangent} = u_G^{tangent}, \tag{3}$$

 для температуры и солености в точках, где вода втекает в расчетную область:

$$T_R = T_G; \quad S_R = S_G, \tag{4}$$

а в точках, где вода вытекает из нее, значения параметров вычисляются с использованием схемы направленных разностей против потока для уравнения адвекции:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_n \frac{\partial T}{\partial n} = 0; \quad \frac{\partial S}{\partial t} + u_n \frac{\partial S}{\partial n} = 0. \tag{5}$$

В (1)-(5) t – время; g – ускорение свободного падения; H – глубина моря; U, V – соответственно зональная и меридиональная составляющие баротропной скорости течений; u, v – зональная и меридиональная составляющие бароклинной скорости течений; T, S – температура и соленость морской воды соответственно; n – единичный вектор нормали.

В принятой постановке задачи не требуется какого-либо условия на границе для уровня свободной поверхности моря. Однако в целях использования унифицированных программ отображения результатов расчета на границе ставилось условие равенства нулю нормальной производной от уровня, что никоим образом не влияет на результат.

Необходимые значения параметров региональной модели в узлах локальной модели вычислялись с использованием сначала линейной интерполяции по горизонтали значений в ближайших узлах региональной сетки, а затем с помощью сплайнов — по вертикали.

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 6 2021



Рис. 2. Схема применения технологии двойного вложения сеток: (а) – глобальная модель Черного моря, (б) – региональная модель RuReM, (в) – локальная модель. Прямоугольниками красного и синего цвета обозначены расчетные области.

ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ

Крупномасштабная (глобальная) модель, лежащая в основе системы диагноза и прогноза состояния всего бассейна Черного моря, обеспечивает необходимыми данными для задания начальных и граничных условий региональную модель RuReM, которая, в свою очередь, передает необходимые данные в локальную модель полигона. В глобальной модели ассимилируются спутниковые данные измерений температуры и уровня морской поверхности [15, 16]. При задании атмосферного воздействия используются данные греческого центра атмосферных прогнозов SKIRON [43], которые скачиваются по сети Internet раз в 3 ч.

Алгоритм расчета основан на последовательном применении метода вложенных сеток в оффлайн-режиме сначала к региональной модели, а затем к локальной (рис. 2).

Расчет состоял из следующих шагов. Пусть [*t_n*, *t_m*] – период времени, на который предполагается делать прогноз (n, m = n + 3 – номера дней), т.е. *t_n* – начальный момент прогноза. За начальный момент времени расчета принимается момент времени t_{n-1} – за сутки до начала времени прогноза. Таким образом, в качестве начальных значений температуры, солености, уровня моря и скорости течений в региональной модели принимались интерполированные в узлы сетки региональной модели значения соответствующих параметров глобальной модели в момент времени t_{n-1} . Начиная с момента времени t_{n-1} , для согласования полей глобальной и региональной модели проводился расчет до момента t_n . Далее собственно проводился прогноз – расчет до момента времени t_m (рис. 3). Следует отметить, что проведенные численные эксперименты показали, что возмущения от границы, ввиду достаточной малости прибрежной расчетной области по сравнению с акваторией всего моря, успевают за сутки пройти всю прибрежную область и что увеличение этого периода лишь незначительно влияло на распределение гидрофизических полей в начальный момент прогноза t_n .

В течение расчета в региональную модель из глобальной модели с заданной дискретностью передавались данные для определения параметров на жидкой границе в соответствии с процедурой, описанной выше, а также с помощью билинейной интерполяции – данные о напряжении ветра, потоках тепла, осадках и испарении на поверхности выбранной области. На каждый расчетный момент времени граничные значения для региональной модели получались путем линейного интерполирования с использованием соседних во времени значений глобальной модели. Дискретность передачи данных не может, естественно, быть меньше расчетного шага по времени глобальной модели. Во время расчета по региональной модели формируются необходимые поля для расчета по локальной модели и расчет по последней проводится по аналогичной процедуре для того же периода времени $[t_{n-1}, t_{n+3}]$.

ПРИМЕР РЕЗУЛЬТАТОВ ОПЕРАТИВНЫХ РАСЧЕТОВ

На данном этапе прогноз состояния вод в акватории полигона проводился в полуавтоматическом режиме. Т.е. запуск локальной модели проводился вручную, сразу после формирования региональной моделью RuReM необходимых массивов данных. Выходные файлы локальной модели содержали трехмерные поля скорости течений, температуры



Рис. 3. Схема алгоритма расчета по времени.

и солености морской воды и двумерные поля напряжения трения ветра, уровня моря, составляющих теплового баланса на поверхности моря на каждые 3 ч срока прогноза.

Более высокое разрешение локальной модели по сравнению с региональной позволяет воспроизвести процессы, которые "проваливаются" на более грубой сетке региональной модели, что приводит к существенным отличиям в картинах распределения гидрологических параметров на рассматриваемой акватории.

В качестве примера приведем результаты трехдневного прогноза по двум моделям в зимний период — с 14 по 18 декабря 2020 г. Все рисунки приведены на конечный момент расчета. В обеих моделях задавалось идентичное атмосферное воздействие.

На рис. 4 приведено распределение температуры и солености на поверхности, полученное по региональной и локальной моделям (здесь и в дальнейшем результаты региональной модели RuReM представлены только для района, соответствующего локальной модели). Несмотря на некоторое подобие, в то же время отчетливо видны различия в распределении этих параметров. И в региональной, и в локальной моделях низкие значения температуры имеют место вдоль берега, и температура повышается в направлении к открытому морю. Причиной такого распределения температуры является более высокая скорость и степень выхолаживания вод моря в мелководных прибрежных областях в сравнении с глубоководной областью. Однако, в локальной модели вдольбереговая полоса с низкой температурой более узкая и значения температуры здесь на $1-2^{\circ}$ C ниже, чем в региональной модели.

Картина распределения солености в общем подобна распределению температуры, с той лишь разницей, что соленость, в противоположность температуре, уменьшается в направлении от берега к открытому морю. По результатам ло-кальной модели вдольбереговая полоса с высокой соленостью более узкая и значения солености здесь на 0.3–0.4‰ ниже, чем в региональной модели.

На рис. 5 приведены рассчитанные по двум молелям поля скорости течений на поверхности и на глубине 10 м. Как видно из рисунков, в расчетах по локальной модели (рис. 5в, 5г), в отличие от региональной, (рис. 5а, 5б), отчетливо видны струйное вдольбереговое течение и два антициклонических вихря справа о него (соответственно северо-западная и центральная область моделирования). Интенсивность течений в локальной модели примерно на 40% выше в сравнении с региональной. Горизонтальные размеры вихрей составляют ~4 км. Локализация струйного течения соответствует прибрежной шельфовой области, а примыкающих к нему антициклонов – области у свала глубин (см. рис. 1б). То есть данное течение не является частью Основного черноморского течения (ОЧТ), ось которого традиционно приурочивают к подножию свала глубин. Отметим также взаимообусловленное соответствие полей течений (рис. 5) и солености (рис. 4, картинки справа).

Долговременные измерения течений в шельфовой зоне моря в районе полигона [44, 45] показали, что течения здесь носят ярко выраженный колебательный характер. При этом значительно превалирует вдольбереговая составляющая скорости, которая часто (с периодичностью 1–2 сут) меняет знак. Подобный характер изменчивости КУБРЯКОВ и др.



Рис. 4. Температура (слева) и соленость (справа) на поверхности, рассчитанные по региональной (вверху) и локальной (внизу) моделям.



Рис. 5. Скорость течений на поверхности (а, в) и на глубине 10 м (б, г) по региональной (а, б) и локальной (в, г) моделям.

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 6 2021



Рис. 6. Скорости течений на глубине 10 м по данным локальной модели (вверху) и касательное напряжение трения ветра (внизу) в 00 ч 17.12 и 18.12 2020 г.

течений можно объяснить наличием в этой зоне субмезомасштабных вихрей с горизонтальными размерами 2–7 км, время жизни которых не превышает несколько суток [45].

Построенные по данным локального моделирования поля скорости течений с разницей в 1 сут (17 и 18 декабря) демонстрируют именно подобную изменчивость течений (рис. 6, верхние картинки). 17 декабря вдольбереговое течение направлено на северо-запад, у входа в Новороссийскую бухту локализован примыкающий к нему антициклонический вихрь. 18 декабря вдольбереговое течение меняет направление на противоположное, с двумя описанными выше антициклоническими вихрями на его периферии. При этом направление ветра не меняется, при значительном изменении его скорости (напряжения), рис. 7 внизу. То есть изменчивость течений обусловлена динамикой вод региона в целом.

В приведенных примерах расчета по локальной модели в непосредственно прибрежной зоне присутствуют только антициклонические вихри, что обусловлено конкретными внешними условиями в рассматриваемый период времени. В тестовых расчетах для других временных периодов наблюдались также и субмезомасштабные циклонические образования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана оперативная модель прогноза состояния вод на полигоне "Геленджик" на основе технологии двойного вложения сеток, сочлененная с оперативной прибрежной региональной моделью циркуляции RuReM для района, примыкающего к северо-восточному побережью Черного моря.

2. Проведенные расчеты показали, что разработанная модель способна в оперативном режиме воспроизводить субмезомасштабную динамику вод на полигоне, характеризующуюся высоким уровнем изменчивости в области небольших пространственно-временных масштабов (100 м, 1 ч) по сравнению с областями открытого моря.

3. Модель воспроизводит прибрежные течения реверсивного характера с периодом ~1 сут, а также субмезомасштабные вихри с горизонтальными размерами ~5 км, что соответствует данным натурных наблюдений на полигоне "Геленджик".

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках темы госзадания 0555-2021-0003 "Развитие методов оперативной океанологии на основе междисциплинарных исследований процессов формирования и эволюции морской среды и математического моделирования с привлечением данных дистанционных и контактных измерений", гранта РФФИ – проект № 18-05-80028 "Опасные явления" и при поддержке гранта РФФИ – проект № 18-45-920018 "p_a".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Залесный В.Б., Гусев А.В., Агошков В.И. Моделирование циркуляции Черного моря с высоким разрешением прибрежной зоны // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52. № 3. С. 316–333.
- 2. Дивинский В.В., Куклев С.В., Зацепин А.Г., Чубаренко В.В. Моделирование субмезомасштабной изменчивости морских течений в прибрежной зоне Черного моря // Океанология. 2015. Т. 55. № 6. С. 1–6.
- Enriquez C., Shapiro G., Souza A., Zatsepin A. Hydrodynamic modelling of mesoscale eddies in the Black Sea // Ocean Dynamics. 2005. V. 55. P. 476–489.
- Grayek S., Stanev E., Kandilarov R. On the response of the Black Sea level to external forcing: altimeter data and numerical modelling // Ocean Dynamics. 2010. V. 60. № 1. P. 123–140.
- 5. *Коротенко К.А.* Моделирование мезомасштабной циркуляции Черного моря // Океанология. 2015. Т. 55. № 6. С. 909–915.
- Дымова О.А. Моделирование мезо- и субмезомасштабных процессов в прибрежных зонах Черного моря // Труды Карельского научного центра РАН. 2017. № 8. С. 21–30.
- 7. Демышев С.Г. Численный прогностический расчет течений в Черном море с высоким горизонтальным разрешением // Морской гидрофизический журн. 2011. Т. 21. № 1. С. 36–47.
- Демышев С.Г., Евстигнеева Н.А. Моделирование мезо- и субмезомасштабных особенностей циркуляции у восточного берега Крыма на основе численного расчета // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52. № 5. С. 628–638.
- Kordas O., Gourjii A., Nikiforovich E., Cherniy D. A Study on Mathematical Short-term Modelling of Environmental Pollutant Transport by Sea Currents: The Lagrangian Approach // J. Environmental Accounting and Management. 2017. V. 5. P. 86–103.
- Bruciaferri D., Shapiro G., Stanichny S., Zatsepin A., Ezer T., Wobus F., Francis X., and Hilton D. A new numerical model for the Black Sea circulation // Geophys. Res. Abstracts. 2019. V. 21, EGU2019-5933. EGU General Assembly 2019.
- Мизюк А.И., Алескерова А.А., Кубряков А.А. Циркуляция в Керченском проливе по результатам численного моделирования с применением локального сгущения расчетной сетки // "Моря России: наука, безопасность, ресурсы". Тезисы конф. Морской гидрофизический институт. Севастополь, 03–07 октября 2017 г. С. 40–41.
- 12. Демышев С.Г. Численная модель оперативного прогноза течений в Черном море // Изв. РАН. Фи-

зика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 1. С. 137– 149.

- Ciliberti S.A., Peneva E., Storto A., Kandilarov R., Lecci R., Yang C., Coppini G., Masina S., Pinardi N. Implementation of Black Sea numerical model based on NEMO and 3DVAR data assimilation scheme for operational forecasting // Geophysical Research Abstracts. 2016. V. 18. EGU2016–16222. EGU General Assembly 2016.
- 14. Ciliberti S.A., Peneva E., Storto A., Lemieux-Dudon B., Özsoy E., Coppini G., Masina S., Pinardi N., Palazov A. Development of a regional NEMO-based configuration for the Black Sea in the framework of Copernicus Marine Environment and Monitoring Service: recent developments and future perspectives // Geophys. Res. Abstracts. 2018. V. 20. EGU2018-18191. EGU General Assembly 2018.
- Palazov A., Ciliberti S., Peneva E., Gregoire M., Staneva J., Lemieux-Dudon B., Masina S., Pinardi N., Vandenbulcke L., Behrens A., Lima L., Coppini G., Marinova V., Slabakova V., Lecci R., Creti S., Palermo F., Stefanizzi L, Valcheva N., Agostini P. Black Sea Observing System // Front. Mar. Sci. 2019. V. 6. P. 315.
- Korotaev G.K., Oguz T., Dorofeyev V.L., Demyshev S.G., Kubryakov A.I., Ratner Yu.B. Development of Black Sea nowcasting and forecasting system // Ocean Sci. 2011. V. 7. P. 629–649.
- Korotaev G.K., Ratner Yu.B., Dorofeev V.L., Kubryakov A.I., Stefanescu S., Fomin V.V. Operational forecast of the Black Sea dynamics. Coastal to Global Operational Oceanography: Achievements and Challenges // Proceedings of the Fifth International Conference on EuroGOOS. 20-22 May 2008. Exeter, UK. Euro-GOOS Office, SMHI, Norkoping, Sweden, 2010. P. 177–183.
- Дианский Н.А., Фомин В.В., Жохова Н.В., Коршенко А.Н. Расчет течений и распространения загрязнения в прибрежных водах Большого Сочи на основе численного моделирования // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 6. С. 664–675.
- 19. *Гусев А.В., Залесный В.Б., Фомин В.В.* Методика расчета циркуляции Черного Моря с улучшенным разрешением в районе полигона ИО РАН // Океанология. 2017. Т. 57. № 6. С. 978–989.
- Kubryakov A.I., Korotaev G.K., Dorofeev V.L., Ratner Y.B., Palazov A., Valchev N. et al. Black Sea coastal forecasting system // Ocean Sci. 2012. V. P. 183–196.
- Kubryakov A., Korotaev G., Ratner Y., Grigoriev A., Kordzadze A., Stefanescu S., Valchev N., Matescu R. The Black Sea Neashore Regions Forecasting System: operational implementation. Coastal to Global Operational Oceanography: Achievements and Challenges // Proceedings of the Fifth International Conference on EuroGOOS. 20–22 May 2008. Exeter, UK. Euro-GOOS Office, SMHI, Norkoping, Sweden, 2010. P. 293–296.
- 22. Ратнер Ю.Б., Холод А.Л., Кубряков А.И., Баянкина Т.М., Иванчик М.В. Использование данных измерений с дрейфующих буев SVP-ВТС и АRGO для валидации результатов прогноза температуры воды в прибрежной области Черного моря // Морской гидрофизический журн. 2014. № 5. С. 33–48.

- 23. Григорьев А.В., Грузинов В.М., Зацепин А.Г., Воронцов А.А., Кубряков А.И., Шаповал А.О. Оперативная океанография северо-восточной части Черного моря: оценки точности моделирования в сравнении с данными контактных наблюдений. Гидрометеорологические исследования и прогнозы // Продолжение серии периодического журнала "Труды Гидрометцентра России". 2018. № 1. С. 79–96.
- Kubryakov A.I., Grigoriev A.V., Kordzadze A.A. et al. Nowcasting / forecasting subsystem of the circulation in the Black Sea nearshore regions // European Operational Oceanography: Present and Future. 4th Euro-GOOS Conference. 6–9 June 2005. Brest. France, 2006. P. 605–610.
- Kordzadze A.A., Demetrashvili D.I. Operational forecast of hydrophysical fields in the Georgian Black Sea coastal zone within the ECOOP // Ocean Sci. 2011. V. 7. P. 793–803.
- 26. Еремеев В.Н., Кубряков А.И., Щипцов А.А. Расчет распространения техногенного загрязнения у Южного берега Крыма в результате аварии в Ласпинской бухте // Сб.науч. тр. "Глобальная система наблюдений Черного моря: фундаментальные и прикладные аспекты". Морской гидрофизический институт. Севастополь. 2000. С. 45–55.
- Кубряков А.И., Попов М.А. Моделирование циркуляции и распространения загрязняющей примеси в Балаклавской бухте // Морской гидрофизический журн. 2005. № 3. С. 49–61.
- Кныш В.В., Кубряков А.И., Инюшина Н.В., Коротаев Г.К. Восстановление климатической сезонной циркуляции Черного моря на основе модели в σ – координатах с использованием ассимиляции данных о температуре и солености // Сб. научн. тр.: Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. Севастополь. 2008. № 16. С. 243–265.
- Кныш В.В., Коротаев Г.К., Моисеенко В.А., Кубряков А.И., Белокопытов М.Н., Инюшина Н.В. Сезонная и межгодовая изменчивость гидрофизических полей Черного моря, восстановленных на основе реанализа за период 1971–1993 гг. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47. № 3. С. 433–446.
- 30. Кубряков А.И., Суслин В.В., Чурилова Т.Я., Коротаев Г.К. Влияние оптических свойств воды на динамику верхних слоев Черного моря в период с 1985 до 2001 гг. // Сб. научн. тр.: Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. Севастополь: МГИ НАН Украины, 2012. Т. 2. № 26. С. 224–255.
- 31. Кубряков А.И. Применение технологии вложенных сеток при создании системы мониторинга гидрофизических полей в прибрежных районах Черного моря // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон. Севастополь, 2004. № 11. С. 31–50.
- https://ocean.ru/index.php/otdeleniya-i-filialy-io-ran/ yuzhnoe-otdelenie/item/1060-chernomorskij-poligonio-ran-gelendzhik-poligon-gelendzhik.

- 33. Григорьев А.В., Зацепин А.Г., Воронцов А.А., Кубряков А.И., Шаповал А.О. Качественные и количественные оценки адекватности моделирования мезомасштабной динамики вод северо-восточной части Черного моря по данным наблюдений // Мезомасштабные и субмезомасштабные процессы в гидросфере и атмосфере МСП-2018 Сборник трудов Международного симпозиума. Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Московский университет им. С.Ю. Витте. 2018. С. 94–97.
- 34. Григорьев А.В., Кубряков А.А., Кубряков А.И., Шаповал К.О. Оперативная океанография северо-восточной части Черного моря: оценки точности моделирования в сравнении с данными спутниковых наблюдений // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон моря. 2019. № 4. С. 33–39.
- 35. Белокопытов В.Н., Кубряков А.И., Пряхина С.Ф. Моделирование распространения загрязняющей примеси в Севастопольской бухте // Морской гидрофизический журн. 2019. Т. 35. № 1. С. 5–15.
- Smagorinsky J. General circulation experiments with primitive equations, I. The basic experiment // Mon. WeatherRev. 1963. V. 91. P. 99–164.
- Mellor G.L., Yamada T. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems // Reviews of Geophysics and Space Physics. 1982. V. 20. № 4. P. 851–875.
- 38. Аракава А., Лэмб В.В. Вычислительные схемы для основных динамических процессов в глобальной циркуляционной модели Калифорнийского университета в Лос-Анжелесе / Модели общей циркуляции атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1981. С. 197–284.
- Blumberg A.F., Mellor G.L. A description of a three-dimensional coastal ocean model // In: N. Heaps, ed. Three Dimensional Shelf Models, Coastal Estuarine Sci. Washington D.C.: AGU, 1987. V. 5. P. 1–16.
- 40. *Madala R.V., Piacsek S.A.* A semi-implicit numerical model for baroclinic oceans // Journal Cumput. Phys. 1997. № 23. P. 167–178.
- 41. *Курант Р., Фридрихс К., Леви Г.* О разностных уравнениях математической физики // УМН. 1941. № 8. С. 125–160.
- 42. *Smolarkiewicz P.K.* A fully multidimensional positive definite advection transport algorithm with small implicit diffusion // J. Comput. Phys. 1984. V. 54. P. 325–362.
- Papadopoulus A., Katsafados P., Kallos G., Nickovic S. The weather forecasting system for Poseidon – An overview // The Global Atmosphere and Ocean Syctem. 2002. V. 2. P. 219–237.
- 44. *Кривошея В.Г., Титов В.Б., Овчинников И.М.* Новые данные о режиме течений на шельфе в северо-восточной части Черного моря // Океанология. 2001. Т. 41. № 3. С. 325–334.
- 45. Зацепин А.Г., Пиотух В.Б., Корж А.О., Куклева О.Н., Соловьев Д.М. Изменчивость поля течений в прибрежной зоне Черного моря по измерениям донной станции ADCP // Океанология. 2012. Т. 52. № 5. С. 629–642.

2021

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 6

Operational Forecast of Water Dynamics at the Black Sea Sub-Sattelite Polygon "Gelendzhik"

A. I. Kubryakov^{1, *}, A. V. Grigoriev^{2, 3, **}, and V. A. Kubryakov^{2, ***}

¹Marine Hydrophysical Institute RAS, Kapitanskaya str., 2, Sevastopol, 299011 Russia ²Zubov's State Oceanographic Institute, Roshydromet, Kropotkinskiy lane, 6, Moscow, 119034 Russia ³Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University).

Institute of Thysics and Technology (National Research Oniversit Institutskiy lane, 9, Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russia

*e-mail: alexander.kubryakov@mhi-ras.ru

**e-mail: ag-privat@mail.ru

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

A σ -coordinate operational model for forecasting the state of waters at the Black Sea sub-satellite polygon in the area of Gelendzhik, developed on the basis of the technology of double nesting of grids, is presented. The data for setting the initial and boundary conditions of the model comes from the Black Sea Coastal Prediction System. The model is able to reproduce the sub-mesoscale variability of currents at the test site. An example of a three-day forecast of temperature, salinity and current velocity fields for the winter season is given.

Keywords: operational model, nested grid technology, water circulation, sigma coordinates, sub-satellite polygon, submesoscale processes

УДК 551.465

О ДИНАМИКЕ ДРЕЙФОВОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ СЛАБОМ ВЕТРЕ

© 2021 г. О. А. Дружинин*

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950 Россия *e-mail: druzhinin@ipfran.ru Поступила в редакцию 23.06.2021 г.

После доработки 02.08.2021 г. Принята к публикации 11.08.2021 г.

Прямым численным моделированием (DNS) исследована динамика дрейфового течения в приповерхностном водном слое, находящемся под воздействием турбулентного ветра. В DNS рассматриваются сравнительно небольшие (до 2×10^4) балковые числа Рейнольдса воздушного потока, когда воздушный погранслой турбулентный, а пульсации скорости в воде достаточно малы, и водная поверхность остается аэродинамически гладкой. Показано, что в приповерхностном водном слое развивается дрейфовое течение, скорость которого монотонно растет со временем. На больших временах развивается неустойчивость, приводящая к насыщению роста дрейфовой скорости. В DNS определено пороговое значение числа Рейнольдса, при котором дрейфовое течение становится неустойчивым, и получена параметризация поверхностной скорости дрейфа в терминах скорости трения воздушного потока.

Ключевые слова: воздушный погранслой, ветровый дрейф, неустойчивость, турбулентность, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0002351521060043

1. ВВЕДЕНИЕ

Детальное понимание физических механизмов мелкомасштабных процессов обмена, происходящих на границе раздела атмосферы и океана, необходимо для их корректной параметризации в крупномасштабных моделях прогноза погоды и климата. Одним из факторов, влияющих на процессы обмена, является наличие дрейфового течения, развивающегося в приповерхностном слое океана под воздействием ветра [1].

Исследованию ветрового дрейфа посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ, в которых основное внимание уделяется режиму, наблюдаемому при балковой скорости ветра (т.е. скорости на высоте 10 м от поверхности в натурном эксперименте или скорости, экстраполированной по логарифмическому профилю, в лабораторном) свыше 3-4 м/с, характеризуемому присутствием достаточно крутых (обрушающихся и/или микрообрушающихся) поверхностных гравитационных волн (см., напр., [2-7]). При этом течение в приповерхностном водном слое, как правило, является турбулентным и состоит как из дрейфа, вызываемого сдвиговым напряжением ветра, так и течений, индуцированных волнами (вязкого и Стоксова дрейфа, Ленгмюровских циркуляций, а также течений, обусловленных обрушениями) [7]. Все эти вклады практически

невозможно исследовать обособленно в лабораторном эксперименте.

С другой стороны, при достаточно слабом ветре (до 2–3 м/с) водная поверхность может рассматриваться как аэродинамически гладкая, поскольку влияние возмущений водной поверхности, вызываемых флуктуациями воздушного потока, незначительно. Этот режим до сих пор остается относительно мало исследованным из-за сложности измерений, связанных с большой относительной погрешностью при определении характеристик воздушного потока при малых скоростях ветра, а также с трудностями измерений индуцированного ветром течения в тонком (толщиной до нескольких мм) приповерхностном водном слое.

Натурные исследования водной поверхности, проводившиеся при скоростях ветра до 2–3 м/с, показали, что в условиях нейтральной стратификации дрейфовое течение в приповерхностном водном слое характеризуется наличием вихревых структур, вытянутых по направлению ветра [8]. В лабораторном исследовании приповерхностного водного слоя при скорости ветра от 1.5 до 2.6 м/с в ветро-волновом лотке наблюдался турбулентный режим, с профилем средней скорости, аналогичным логарифмическому профилю вблизи твердой поверхности [5]. В лабораторном эксперименте и теоретически исследовался также переход к турбулентности в пространственно разви-



Рис. 1. Схема численного эксперимента.

вающемся пограничном приповерхностном водном слое при скорости ветра от 3 до 7 м/с [9]. В этой работе наблюдалось развитие турбулентности в виде локализованных трехмерных структур (пятен), сопровождавшееся генерацией капиллярно-гравитационных поверхностных волн. Теоретический анализ в [9] показывает, что нет неустойчивых решений линейной задачи (уравнения Орра–Зоммерфельда), и переход к турбулентности происходит благодаря взрывному росту слабонелинейных решений в виде уединенных волн и сопровождается возбуждением поверхностных капиллярных волн.

Результаты перечисленных исследований не дают однозначного ответа на вопрос о том, какова динамика развивающегося во времени дрейфового течения при слабом ветре, и как скорость дрейфа водной поверхности связана с ее известной параметризацией в терминах скорости трения воздушного погранслоя (см., напр., [3]).

Целью настоящей работы является исследование динамики дрейфового течения, индуцированного в приповерхностном водном слое турбулентным ветром, с помощью прямого численного моделирования (DNS, Direct Numerical Simulation). Рассматриваются относительно небольшие (до 2×10^4) значения числа Рейнольдса воздушного потока, определяемого скоростью ветра, высотой домена и молекулярной вязкостью воздуха. При рассматриваемых параметрах потока в численном эксперименте флуктуации вертикальной компоненты скорости в приповерхностном водном слое остаются пренебрежимо малыми, и поэтому водная поверхность рассматривается как плоская.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Схема численного эксперимента представлена на рис. 1. Рассматривается декартова система координат (x, y, z), где x – координата по направлению ветра, y – поперечная координата и z – вертикальная координата. По вертикали область счета разделена на два слоя: -H < z < 0 — водный слой, и 0 < z < H — воздушный слой, с границей раздела (водной поверхностью) при z = 0. Ставятся условия прилипания на покоящейся нижней границе (z = -H) и верхней граничной плоскости (z = H), движущейся вдоль оси x со скоростью ветра U_0 . Все поля периодичны по горизонтальным координатам x и y. На водной поверхности (z = 0) ставятся условия непрерывности потока импульса и равенства скоростей воды и воздуха [10].

Уравнения Навье—Стокса для воды и воздуха решаются численно в безразмерных переменных в виде:

$$\frac{\partial U_i^{a,w}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(U_i^{a,w} U_j^{a,w} \right) = -\frac{\partial P_{a,w}}{\partial x_i} + \frac{1}{\operatorname{Re}_{a,w}} \frac{\partial^2 U_i^{a,w}}{\partial x_j^2}, \quad (1)$$
$$\frac{\partial U_j^{a,w}}{\partial x_i} = 0. \quad (2)$$

В уравнениях (1), (2) по повторяющимся индексам проводится суммирование, $U_i^{a,w}$ и $P_{a,w}$ – скорость и давление в воздухе (*a*) и воде (*w*) (*i* = *x*, *y*, *z*), соответствующие числа Рейнольдса течений воздуха и воды определяются как

$$\operatorname{Re}_{a,w} = \frac{U_0 H}{v_{a,w}},\tag{3}$$

где $v_{a,w}$ — кинематическая вязкость воды (*w*) и воздуха (*a*). В численном моделировании задается число Рейнольдса воздуха, Re_a, автоматически определяющее число Рейнольдса воды, поскольку Re_w = Re_av_a/v_w.

Уравнения (1), (2) для воздуха и воды решаются с использованием метода Адамса–Бэшфорта второго порядка точности в области $0 \le x/H \le 6$, $0 \le y/H \le 4$, $-1 \le z/H \le 1$ на разнесенной сетке $360 \times 240 \times 360$ с однородным шагом по горизонтальным координатам *x*, *y* и сгущением узлов в окрестности водной поверхности и верхней плоскости по вертикальной координате *z*. Используется метод расщепления, и уравнение Пуассона для давления решается с помощью преобразования Фурье в горизонтальной плоскости и методом Гаусса по вертикальной координате [11, 12].

Граничные условия для полей скорости воды и воздуха на водной поверхности (z = 0) записываются в безразмерном виде:

$$\frac{\rho_a}{\rho_w} \frac{\partial U_{x,y}^a}{\partial z} = \frac{\operatorname{Re}_a}{\operatorname{Re}_w} \frac{\partial U_{x,y}^w}{\partial z}, \quad U_{x,y}^a = U_{x,y}^w, \qquad (4)$$
$$U_z^a = U_z^w = 0,$$

где $\rho_a / \rho_w \approx 10^{-3}$ — отношение плотностей воздуха и воды.



Рис. 2. (а–г) – поле модуля завихренности $\omega_{a,w}$ в центральных (*x*, *z*) и (*y*, *z*) плоскостях в воздухе (а, б) и воде (в, г) в момент времени $tU_0/H = 400$. Число Рейнольдса $\operatorname{Re}_a = 1.5 \times 10^4$. (д, е) – поле модуля завихренности в горизонтальных (*x*, *y*) плоскостях в воздухе (д) и воде (е) вблизи водной поверхности ($z/H = \pm 0.02$).

В исходный момент времени поле скорости воздуха задается в виде линейного профиля ламинарного течения Куэтта с наложенными на него слабыми (с амплитудой порядка 5%) флуктуациями. Исходное поле скорости воды полагается нулевым. Как показывают расчеты, течение в воздушном погранслое становится полностью турбулентным на временах $U_0t/H > 200$. Статистические характеристики течения определяются осреднением по горизонтальным координатам и, по мере установления стационарного режима, также "оконным" усреднением по времени.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование проводилось для значений Re_a от 8 × 10³ до 2 × 10⁴, как с учетом влияния развивающегося дрейфового течения на воздушный погранслой, так и без учета этого влияния. В последнем случае для воздуха ставилось

граничное условие прилипания на покоящейся горизонтальной поверхности при z = 0.

На рис. 2 представлены мгновенные поля модуля завихренности в воздухе и воде. Как видно из рисунков, в рассматриваемый момент времени ($tU_0/H = 400$) воздушный погранслой является турбулентным и характеризуется наличием подковообразных вихрей, инициированных в вязком подслое и "уходящих" вглубь потока (рис. 2a, 2б, 2д) [13]. При этом в тонком приповерхностном водном слое наблюдаются относительно малые возмущения завихренности в виде ориентированных по среднему потоку полосчатых структур (рис. 2в, 2г, 2е). Необходимо отметить, что значения завихренности в воздухе ω_a почти на два порядка превосходят завихренность в воде ω_w .

Под действием напряжения сдвига ветра на водной поверхности с течением времени в приповерхностном слое развивается дрейфовое течение. На рис. 3 представлены вертикальные профили средней скорости, $\langle U_w \rangle$, и флуктуаций (средне-





квадратичных отклонений) трех ее компонент, полученные осреднением по координатам x и y в разные моменты времени. Профили $\langle U_w \rangle$ сравниваются с аналитическим решением для ламинарного течения, описываемого уравнением, получающимся из уравнений Навье–Стокса для случая плоско-параллельного потока:

$$\frac{\partial U_d^l}{\partial t} = v_w \frac{\partial^2 U_d^l}{\partial z^2},\tag{5}$$

с граничным условием (4) на поверхности z = 0. Решение задачи (5) аналогичного решению одномерного уравнения теплопроводности с заданным постоянным потоком тепла на границе [14]:

$$U_{d}^{l}(z,t) = -\frac{\partial U_{d}^{l}(0)}{\partial z} \times \left\{ 2 \left(\frac{\nu_{w}t}{\pi} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{z^{2}}{4\nu_{w}t} \right) + z \operatorname{erfc}\left(-\frac{z}{2\sqrt{\nu_{w}t}} \right) \right\},$$
(6)

где erfc $(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{z}^{\infty} \exp(-x^2) dx$ — дополнительная функция ошибок, и производная средней дрейфовой скорости на водной поверхности $\left(\frac{\partial U_d^l(0)}{\partial z}\right)$



Рис. 3. Вертикальные профили средней скорости дрейфового течения (а, б, в) и ее флуктуаций (г, д, е) в воде в моменты времени $tU_0/H = 10^3$ (а, г), 3×10^3 (б, д), 4×10^3 (в, е) в DNS для $\text{Re}_a = 1.5 \times 10^4$. *х*, *у* и *z* компоненты флуктуаций обозначены черным, красным и синим цветом, соответственно. Штрихом показано решение (6) для профиля средней скорости.

определяется по мгновенному, осредненному по x и y профилю. Эта производная связана со скоростью трения в воздушном турбулентном погранслое u* благодаря граничному условию (4):

$$\frac{\partial U_d^l(0)}{\partial z} = \frac{\rho_a}{\rho_w} \frac{u_*^2}{v_w}.$$
 (7)

Следует отметить, что развитие дрейфового течения приводит к уменьшению потока импульса от ветра к воздуху и, соответственно, к изменению

величин $\left(\frac{\partial U_d^l(0)}{\partial z}\right)$ и скорости трения *u**. Однако,

как будет видно из дальнейшего (см. ниже рис. 6), это уменьшение весьма медленное и незначительное, такое, что воздушный погранслой относительно быстро "подстраивается" под развивающееся дрейфовое течение. Как видно из рис. 3, решение (6) для ламинарного потока хорошо описывает поведение профиля дрейфового течения на временах $tU_0/H < 3 \times 10^3$, когда флуктуации достаточно малы. На больших временах развивающаяся турбулентность модифицирует профиль течения. Рисунок 3г, 3д, 3е показывает, что турбулентность в приповерхностном водном слое анизотропна, причем доминируют флуктуации *x*-компоненты скорости, и флуктуации вертикальной компоненты пренебрежимо малы, $U_{w,x} \gg U_{w,z}$.

Дрейфовая скорость водной поверхности для ламинарного режима определяется из (6) и (7) в виде

$$U_{s} = U_{d}^{l}(0,t) = 2u_{*}^{2} \frac{\rho_{a}}{\rho_{w}} \left(\frac{t}{\pi v_{w}}\right)^{l/2}, \qquad (8)$$

и сравнивается на рис. 4 с результатами численных расчетов для различных чисел Рейнольдса Re_a. На

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 6 2021



Рис. 4. Зависимости от времени средней скорости поверхностного дрейфа $U_s(a)$ и кинетической энергии флуктуаций в воде E_w (б) для различных чисел Рейнольдса воздушного потока ($\text{Re}_a = 8 \times 10^3$ (фиолетовый), 10^4 (синий), 1.5×10^4 (черный), 2×10^4 (красный). Решение (8) для U_s обозначено пунктиром.

рисунке также представлены временные зависимости кинетической энергии флуктуаций скорости в воде *E*_w.

Из рис. 4 видно, что решение (8) для ламинарного режима хорошо описывает рост скорости дрейфа на поверхности U_s на временах, когда энергия флуктуаций достаточно мала (т.е. пока не наблюдается ее экспоненциальный рост), при $\begin{array}{l} tU_0/H < 1.5 \times 10^3 \ (\mathrm{Re}_a = 2 \times 10^4), \ tU_0/H < 2.5 \times 10^3 \ (\mathrm{Re}_a = 1.5 \times 10^4), \ tU_0/H < 4 \times 10^3 \ (\mathrm{Re}_a = 10^4) \ \mathrm{m} \ tU_0/H < 10^2 \ \mathrm{m} \$ $< 5 \times 10^3$ (Re_a = 8 × 10³). На больших временах, когда флуктуации растут экспоненциально, наблюдается насыщение роста скорости поверхностного дрейфа. При этом течение в приповерхностном водном слое приобретает турбулентный характер, и происходит развитие вихревых структур, ориентированных вдоль среднего течения (рис. 5). Эта картина течения качественно согласуется с натурными наблюдениями морской поверхности при слабом ветре (2–3 м/с) [8], где наблюдались подобные полосчатые структуры.

Статистически стационарный режим флуктуаций в воде в DNS достичь не удается, поскольку рост флуктуаций приводит к проблемам их разрешения при выбранном шаге сетки. Кроме того, предположение об аэродинамической гладкости поверхности (т.е. об отсутствии волн) при этом также становится необоснованным (см., напр., [9], где в лабораторном эксперименте при слабом ветре наблюдалось развитие турбулентности, сопровождавшееся генерацией капиллярно-гравитационных поверхностных волн).

Характеристики течения в воздушном и водном приповерхностном слоях на стадии насыщения роста дрейфовой скорости на поверхности воды определялись осреднением по горизонтальным координатам *x* и *y* и "оконным" усреднением по времени. Профили средней скорости $U_{a, w}$ и турбулентного потока импульса $\tau_{a,w}$, полученные для числа Рейнольдса воздушного потока $\text{Re}_a = 1.5 \times 10^3$ на временном интервале $3.6 \times 10^3 < tU_0/H < 3.8 \times 10^3$, представлены на рис. 6. Для сравнения, на рисунке также показаны профили течения в воздушном погранслое в случае фиксированной поверхности z = 0 (с поверхностной скоростью дрейфа $U_s = 0$).

Как видно из рис. 6а, профили скорости в воздушном погранслое хорошо описываются классическими асимптотиками вязкого подслоя и логарифмического погранслоя [15]:

$$U_{visc} = \frac{u_*^2 z}{v_a},\tag{9}$$



Рис. 5. Векторное поле скорости в приповерхностном водном слое в вертикальной (y, z) и горизонтальной (x, y) плоскостях в момент времени $tU_0/H = 4 \times 10^3$ (число Рейнольдса $\operatorname{Re}_a = 1.5 \times 10^4$).

$$U_{\log}(z) = 2.5u_* \left(\ln \frac{zu_*}{v_a} + 5 \right).$$
(10)

Развитие дрейфового течения приводит к некоторому (сравнительно медленному и незначительному, порядка 3% к моменту времени $tU_0/H = 3.8 \times 10^3$) уменьшению скорости трения, определяемой турбулентным потоком импульса вдали от водной поверхности, $u_* = \sqrt{\tau_a}$ при z/H = 1/2, по сравнению с ветром над фиксированной поверхностью.

Рисунок 6в показывает, что профиль скорости дрейфового течения имеет линейный участок, соответствующий вязкому подслою. Соответствующая асимптотика для скорости на этом участке имеет вид

$$U_{s}^{visc} = U_{s} + \frac{\partial U_{w}}{\partial z}\Big|_{z=0} z.$$
(11)

Турбулентный поток импульса в воде τ_w достигает максимума на глубине $-z/H \approx 0.17$ и далее уменьшается, не выходя на плато, что говорит о переходном ("квазитурбулентном") характере течения на рассматриваемом временном интервале. Расчеты показывают, что дальнейший экспоненциальный рост флуктуаций приводит к генерации интенсивных мелкомасштабных вихрей, разрешение которых требует существенного дробления узлов сетки. Результаты лабораторного эксперимента [9] говорят о том, что развитие турбулентных пульсаций скорости в воде сопровождается ростом флуктуаций уровня водной поверхности и генерацией

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 6 2021



Рис. 6. Профили средней скорости $U_{a,w}$ и турбулентного потока импульса $\tau_{a,w}$ в воздухе (a, б) и воде (в, г) при $\text{Re}_a = 1.5 \times 10^4$. Асимптотики вязкого подслоя (9), (11) и логарифмического погранслоя (10) показаны пунктиром и штрихом, соответственно. На рис. 6а, 6б для сравнения показан также случай фиксированной водной поверхности $(U_s = 0, \text{черным})$.

капиллярных волн. Поскольку все эти эффекты требуют модификации численного метода и учета поверхностных волн, расчеты на временах, когда турбулентность в воде становится развитой, остаются предметом будущих исследований.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты численного моделирования на рис. 3, 4 показывают, что на ранних временах в приповерхностном водном слое, находящегося под действием турбулентного воздушного потока, флуктуации малы, и развивающееся дрейфовое течение является ламинарным и описывается аналитическим решением (6)–(8). Используя это решение, можно оценить число Рейнольдса дрейфового течения:

$$\operatorname{Re}_{d} = \frac{U_{s}}{v_{w}} (v_{w}t)^{1/2} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{u_{*}^{2}t}{v_{w}} \frac{\rho_{a}}{\rho_{w}}.$$
 (12)

Как показывают расчеты (рис. 4), на достаточно больших временах в приповерхностном водном слое развивается турбулентность. Подставляя в (12) значения времени [$tU_0/H \approx 1.5 \times 10^3$ (Re_a = 2 × × 10⁴), $tU_0/H \approx 2.5 \times 10^3$ (Re_a = 1.5 × 10⁴), $tU_0/H \approx 4 \times$ × 10³ (Re_a = 10⁴) и $tU_0/H \approx 5 \times 10^3$ (Re_a = 8 × 10³)], соотношение плотностей и кинематических вязкостей воздуха и воды ($\rho_a/\rho_w \approx 10^{-3}$ и $\nu_a/\nu_w \approx 15$) и значение скорости трения воздушного потока в DNS ($u*/U_0 \approx 2.8 \times 10^{-2}$), получаем оценку крити-

ческого значения числа Рейнольдса Re_d^c , при котором в дрейфовом течении в DNS наблюдается переход от ламинарного режима к турбулентности, оказывающееся примерно одинаковым для рассматриваемых Re_a :

$$\operatorname{Re}_{d}^{c} \approx 500.$$
 (13)

С другой стороны, можно переписать (12) в виде

$$\frac{t_c}{v_w} \approx \frac{\sqrt{\pi} \operatorname{Re}_d^c \rho_w}{2 u_{\star}^2 \rho_a}, \qquad (14)$$

где время перехода к турбулентности обозначено как t_c . Подставляя (14) в (8), находим критическое значение скорости дрейфа водной поверхности, при котором происходит переход:

$$U_s^c = \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}\rho_w} \operatorname{Re}_d^c\right)^{1/2} u_*.$$
 (15)

Подставляя в (15) $\rho_a / \rho_w \approx 10^{-3}$ и оценку (13) для Re_d^c , находим:

$$U_c^c \approx 0.75u^*. \tag{16}$$

Выражение (16) дает оценку "сверху" скорости дрейфа на водной поверхности, достигаемой при слабом ветре до развития турбулентности дрейфового течения, на стадии, когда водная поверхность остается аэродинамически гладкой. Для скоростей ветра порядка O(1м/с) и высоты O(1м) по данным DNS и согласно оценке (14) характерное время развития дрейфового течения составляет O(10³ c). Значение (16) превышает широко используемую оценку скорости дрейфа, полученную на основе данных лабораторных экспериментов при сравнительно больших (более 5 м/с) скоростях ветра [3, 4], $U_s \approx 0.53u_*$, когда течение

в приповерхностном слое является турбулентным и модифицируется развитием поверхностных гравитационно-капиллярных волн.

5. ВЫВОДЫ

Проведено прямое численное моделирование (DNS) динамики дрейфового течения в приповерхностном водном слое, находящегося под воздействием турбулентного ветра. В DNS рассматриваются достаточно большие числа Рейнольдса воздушного потока Re_a (до 2 × 10⁴), такие что воздушный погранслой турбулентный, а пульсации скорости в воде малы, и водная поверхность остается аэродинамически гладкой (т.е. поверхностные гравитационно-капиллярные волны в DNS не учитываются). Такой режим реализуется в лабораторных условиях при скоростях ветра порядка 2–3 м/с.

Показано, что на достаточно малых временах в приповерхностном водном слое развивается дрейфовое течение, профиль которого хорошо описывается аналитическим решением одномерного уравнения теплопроводности. На больших временах, когда балковое число Рейнольдса дрейфового течения Re_d превышает пороговое

значение ($\operatorname{Re}_{d}^{c} \approx 500$), в водном слое развиваются вытянутые по потоку вихревые структуры. Это далее приводит к развитию турбулентности и существенному замедлению роста дрейфовой скорости водной поверхности. С использованием ламинарного решения и порогового значения числа Рейнольдса для дрейфового течения в численном эксперименте получена параметризация поверхностной скорости дрейфа. Полученная параметризация представляет собой оценку "сверху" скорости дрейфа на водной поверхности, достигаемой при слабом ветре до развития турбулентности дрейфового течения. на сталии, когла волная поверхность остается аэродинамически гладкой. Моделирование динамики дрейфового течения на больших временах требует учета эффектов, связанных с возбуждением поверхностных волн, и остается предметом будущих исследований.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Разработка численных алгоритмов выполнена при поддержке проекта РФФИ № 20-05-00322. Обработка и теоретический анализ результатов выполнены при поддержке проекта РФФИ № 21-55-52005. Численные расчеты выполнены на кластере ИПФ РАН (проект госзадания № 0030-2019-0020).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Филлипс О.М.* Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 319 с.

- Banner M.L., Peirson W.L. Tangential stress beneath wind-driven air-water interfaces // J. Fluid Mech. 1998. V. 364. P. 115–145.
- Wu J. Wind-induced drift currents // J. Fluid Mech. 1975. V. 68. P. 49–70.
- Wu J. Viscous sublayer below a wind-disturbed water surface // J. Phys. Oceanogr. 1984. V. 14. P. 138–144.
- Cheung T.K., Street R.L. Turbulent layer in the water at an air-water interface // J. Fluid Mech. 1988. V. 194. P. 133–151.
- Longo S., Liang D., Chiapponi L., Jiménez L.A. Turbulent flow structure in experimental laboratory windgenerated gravity waves // Coastal Engineering. 2012. V. 64. P. 1–15.
- Polnikov V., Qiao F., Ma H. Surface Drift Currents Induced by Waves and Wind in a Large Tank // J. Phys. Oceanogr. 2020. V. 50. P. 3063–3072.
- Gemmrich J., Hasse L. Small-scale surface streaming under natural conditions as effective in air-sea gas exchange // Tellus. 1992. V. 44B. P. 150–159.

- 9. Shrira V.I., Caulliez G., Ivonin D.V. A bypass scenario of laminar turbulent transition in the wind-driven free-surface boundary layer // Fluid Mechanics and its applications. 2005. V. 77. P. 267–288.
- 10. *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Гидродинамика Т. 6. М.: Наука, 1987. 733 с.
- 11. *Fletcher C.A.J.* Computational Techniques for Fluid Dynamics V. 1, 2. Springer, 1988.
- 12. Белоцерковский О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984. 520 с.
- Moin P., Kim J. The structure of the vorticity field in the turbulent channel flow. Part 1. Analysis of instantaneous fields and statistical correlations // J. Fluid Mech. 1985. V. 155. P. 441–464.
- 14. Полянин А.Д., Зайцев В.Ф. Справочник по линейным уравнениям математической физики. М.: Физматлит, 2001. 576 с.
- 15. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Т. 1. С-П.: Гидрометеоиздат, 1992. 691 с.

On the Dynamics of a Drift Flow under Low Wind

O. A. Druzhinin*

Institute of applied physics RAS, Ulyanova str., 46, Nizhny Novgorod, 603950 Russia *e-mail: druzhinin@ipfran.ru

The dynamics of a drift flow in the near-surface water layer driven by a turbulent air wind is investigated by direct numerical simulation (DNS). Comparatively low (up to 2×10^4) bulk Reynolds numbers of the air-flow are considered when the air boundary layer is turbulent but velocity fluctuations in the water are sufficiently small and the water surface remains aerodynamically smooth. It is shown that a drift flow develops in the near-surface water layer, and its velocity grows monotonically with time. At long times there develops an instability which leads to a saturation of the growth of the drift-velocity. A threshold Reynolds number is defined in DNS under which the drift flow becomes unstable, and a parameterization of the surface drift velocity is formulated in terms of the air-flow friction velocity.

Keywords: air boundary layer, wind drift, instability, turbulence, numerical simulation

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ ЖУРНАЛА "ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА"

DOI: 10.31857/S0002351521060092

1. Журнал "Известия РАН. Физика атмосферы и океана" принимает оригинальные исследовательские статьи, обзоры, подготовленные по заказу Редколлегии, и краткие сообщения, посвященные теоретическим и экспериментальным исследованиям физических процессов в атмосфере и океане.

2. Основные научные направления публикаций:

 физико-математические аспекты теории климата;

– циркуляция атмосферы и океана;

- состав и состояние атмосферы и океана;

 – взаимодействие атмосферы с океаном и земной поверхностью;

 влияние естественных и антропогенных факторов на климат, атмосферу и океан;

- гидродинамика газовых и водных сред;

 распространение электромагнитных, акустических и гравитационных волн в атмосфере и океане;

 турбулентные и радиационные процессы, тепловой баланс и оптические свойства атмосферы и океана.

3. Текст статьи должен удовлетворять следующим требованиям: формат Microsoft Word или LaTeX, шрифт Times New Roman (размер кегля – 12), междустрочный интервал – 1.5), поля (левое, правое, верхнее, нижнее) – 2 см, выравнивание по ширине, отсутствие переносов.

4. На первой странице рукописи в левом верхнем углу указывается код статьи по универсальной десятичной классификации (УДК). Первая страница также должна содержать название статьи, инициалы и фамилии авторов, их аффилиацию (место работы и ее адрес: улица, номер дома, город, индекс, страна), адрес(а) электронной почты автора(ов), отвечающего(их) за переписку с редакцией и издательством, аннотацию, ключевые слова.

5. Аннотация статьи не должна быть слишком краткой и не должна содержать ссылок на другие работы. Она должна быть информативной и подробной, описывать методы и главные результаты исследования. Из аннотации должно быть ясно, какие вопросы поставлены для исследования и какие ответы на них получены. 6. Ключевые слова: 3-6 слов или коротких словосочетаний, точно отражающих содержание рукописи.

7. Формулы в тексте рукописи набираются курсивом и нумеруются в скобках, например:

$$E = mc^2. (2)$$

8. Рисунки и таблицы с подписями приводятся на отдельных страницах в конце рукописи. Надписи на рисунках должны быть на русском языке и, по возможности, заменены цифрами или буквами, которые следует пояснить в тексте или в подписи к рисунку. К каждой иллюстрации должна быть дана подрисуночная подпись, а к каждой таблице — ее заголовок. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны располагаться последовательно и иметь общую подпись.

9. Оригинальные файлы иллюстраций должны быть представлены отдельными файлами (каждый файл должен содержать один рисунок) в формате программы, в которой они были подготовлены (TIFF или JPG). Подписи к рисункам также предоставляются отдельным файлом.

10. Список литературы располагается после основного текста рукописи, ссылки на литературу в тексте приводятся в квадратных скобках (например, [7], [8–15]). Нумерация ссылок последовательная в порядке упоминания источников в тексте.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ (пример оформления)

Журнальные статьи:

1. *Калашник М.В.* Генерация внутренних гравитационных волн вихревыми возмущениями в сдвиговом потоке // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 6. С. 1–10.

2. *Plougonven R., Zhang F.* Internal gravity waves from atmospheric jets and fronts // Rev. Geophys. 2014. V. 52. P. 1–37.

3. *Ingel L.Kh., Belyaeva M.V.* Toward the theory of convection in a rotating stratified medium over a thermally inhomogeneous horizontal surface // J. Eng. Phys. Thermophys. 2011. V. 84. No 4. P. 820–826.

754

Книги:

4. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. Ижевск: РХД, 2001. 464 с.

5. Безуглая Э.Ю., Смирнова И.В. Воздух городов и его изменения. СПб.: Астерион, 2008. 254 с.

6. Турбулентность, динамика атмосферы и климата: сборник трудов / Под ред. Голицына Г.С., Мохова И.И., Куличкова С.Н., Курганского М.В., Репиной И.А., Чхетиани О.Г. М.: Физматкнига, 2018. 586 с.

Статьи в сборнике и материалы конференций:

7. Штабкин Ю.А., Моисеенко К.Б. Сезонные вариации приземной концентрации СО и озона в Центральной Сибири: наблюдение и численное моделирование // XIV Конференция молодых ученых "Взаимодействие полей и излучения с веществом". 14–18 сентября 2015 г. Сб. научн. тр. Иркутск, 2016 г. С. 352–354.

Интернет-ресурсы:

8. https://www.mmm.ucar.edu/weather-researchand-forecasting-model.

11. После списка литературы приводятся сведения о рукописи на английском языке (название статьи, ФИО авторов, их полные аффилиации и адрес(а) электронной почты ответственного(ых) за переписку с редакцией и издательством автора(ов), аннотация, ключевые слова).

12. Для публикации статьи на русском и английском языках должны быть предоставлены подписанные авторами и лицензионные договоры, а также акт экспертизы. Формы авторских договоров для публикации русскоязычной и англоязычной версий статьи можно найти на сайте ИФА им. А.М. Обухова РАН http://ifaran.ru/ science/journal.html. Форму авторского договора для публикации в журнале на английском языке можно найти также на сайте издателя https://www. pleiades.online/ru/authors/agreement.

13. Для организации рецензирования статьи необходимо предоставить рукопись в формате PDF с рисунками и таблицами, расположенными по мере их упоминания в тексте. Редколлегия журнала просит авторов назвать 3–5 возможных рецензентов для представленной рукописи.

14. Если рукопись направлена на доработку, она должна быть повторно представлена в редакцию вместе с ответами на замечания рецензентов. Если доработка рукописи превышает два месяца, статья рассматривается как новая. Рукописи, не соответствующие тематике журнала и/или данным правилам для авторов, могут быть отклонены без рецензирования.

15. Предоставление рукописи и переписка с авторами ведется только по электронной почте fao@ifaran.ru. При отправке рукописи необходимо указывать имя первого автора в поле темы сообщения и название статьи. В случае больших объемов информации (свыше 20 Мб) должны быть использованы инструменты архивирования (ZIP, RAR и др.), или информация должна быть разделена на несколько сообщений.

16. Автор(ы), направляя рукопись в журнал, гарантирует(ют), что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ранее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других журналах.